



Le nucléon dans tous ses états. Etude de la spectroscopie du nucléon via la photoproduction de mésons

D. Rebreyend

► To cite this version:

D. Rebreyend. Le nucléon dans tous ses états. Etude de la spectroscopie du nucléon via la photoproduction de mésons. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. tel-00153657

HAL Id: tel-00153657

<https://theses.hal.science/tel-00153657>

Submitted on 11 Jun 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Le nucléon dans tous ses états

Étude de la spectroscopie du nucléon via la photoproduction de mésons

Mémoire présenté par

Dominique REBREYEND

pour obtenir le

Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches

Soutenu le 25 octobre 2006 devant le jury composé de

Pr. François Brut	Examineur
Pr. Johann Collot	Président
Dr. Bertrand Desplanques	Rapporteur
Dr. Nicole D'Hose	Rapporteur
Dr. Hélène Fonvieille	Examineur
Dr. Bijan Saghai	Rapporteur

À mes parents.

Table des matières

Préambule	3
1 Enjeux physiques	5
1.1 L'interaction forte	5
1.1.1 De la résonance Δ à la découverte des quarks	5
1.1.2 Interaction de couleur et chromodynamique quantique	7
1.1.3 QCD-fort et la symétrie chirale	8
1.2 Les modèles du nucléon	10
1.2.1 Les modèles de quarks constituants	11
1.2.2 Les modèles de sac	12
1.2.3 Les modèles de soliton	12
1.3 Le spectre des états excités du nucléon	13
2 La photoproduction de mésons dans la région des résonances	17
2.1 Un processus clef	17
2.2 De la mesure au spectre : extraction des paramètres des résonances	19
2.3 Le dispositif expérimental GRAAL	21
2.4 Le pré carré de GRAAL	23
3 Exemples choisis	26
3.1 Le rapport E2/M1 de la transition N-Delta ou le nucleon est-il rond ?	26
3.1.1 Interaction tenseur et transition quadrupolaire électrique	26
3.1.2 Mesure de l'asymétrie faisceau Σ	27
3.1.3 Extraction du rapport E2/M1	27
3.2 Le rapport d'embranchement $N(1520)D_{13} \rightarrow \eta p$: le triomphe de l'asymétrie faisceau Σ	28
3.2.1 La réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$	29
3.2.2 Extraction de $b_\eta(D_{13}(1520))$	29
3.3 A la recherche des pentaquarks : la photoproduction du méson η sur le neutron	31
3.3.1 La "découverte" du Θ^+	31
3.3.2 Structure résonante dans la réaction $\gamma n \rightarrow \eta n$	33
3.3.3 Épilogue	34
3.4 L'étrangeté à la rescousse	35
3.4.1 La photoproduction d'étrangeté	35
3.4.2 Décroissance du Λ et variables de polarisation	36
3.4.3 Une nouvelle résonance D_{13} ?	37
3.5 Et le reste ?	39
4 Projet de recherche :	
La mesure du moment électrique dipolaire du neutron	41
4.1 nEDM et la violation de CP	41
4.2 La méthode de Ramsey	42
4.3 Le projet nEDM@PSI	44
5 Bilan	45

Préambule

Ce mémoire présente un résumé des travaux que j'ai réalisés dans le domaine de la physique hadronique au cours des quinze dernières années. Comme son nom l'indique, la physique hadronique s'intéresse aux propriétés des hadrons, ensemble des particules sensibles à l'interaction forte. Les hadrons se subdivisent à leur tour en deux sous-catégories : les baryons, de spin demi-entier, et les mésons, de spin entier. Mon intérêt a porté tout particulièrement sur les plus légers des baryons : le proton, considéré jusqu'à aujourd'hui comme le seul hadron stable (durée de vie supérieure à 10^{32} années) et son frère jumeau, le neutron, qui pour une minuscule différence de masse ($m_p \approx 938.27 \text{ MeV}/c^2$, $m_n \approx 939.57 \text{ MeV}/c^2$) ne vit que 15 minutes en moyenne. Ces deux particules, regroupées sous le terme commun de nucléon, sont les constituants bien connus du noyau atomique et, à ce titre, expliquent 99.9% de la masse des objets *visibles* de notre univers.¹

Dans le cadre du Modèle Standard (MS) de la physique des particules, l'interaction forte, introduite dans les années 20 pour expliquer la cohésion des nucléons dans le noyau, a perdu son statut d'interaction fondamentale. Comme la force de Van der Waals vis-à-vis de l'interaction électromagnétique, elle n'est que la force résiduelle de l'interaction de couleur qui lie les quarks à l'intérieur des hadrons via l'échange de gluons. Expliquer les propriétés du nucléon à partir de ses composants élémentaires vise non seulement à essayer de comprendre la formation de l'objet composite stable le plus simple de notre univers. C'est aussi un enjeu vital si l'on veut comprendre les propriétés du noyau et plus généralement de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de densité et de température, comme celles régnant dans les étoiles à neutrons ou dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes.

Paradoxe de la physique hadronique : bien que connaissant les joueurs, les quarks et les gluons, ainsi que les règles du jeu, le lagrangien de la chromodynamique quantique (QCD), nous sommes encore très loin d'avoir une compréhension détaillée de la structure des hadrons. L'origine de cette difficulté est, pour une large part, l'intensité même de l'interaction de couleur qui rend le problème fortement non linéaire et les techniques perturbatives inutilisables à basse énergie. Pour fixer les idées, la force qui agit entre les quarks lorsqu'on essaye de les séparer est de l'ordre de 100 kN ; une force macroscopique s'exerçant entre des objets d'une dimension inférieure à 10^{-18} m !

Pour progresser dans ce domaine, il est nécessaire de combiner toutes les techniques expérimentales disponibles aux différentes échelles d'énergie, avec les nombreuses approches théoriques, des modèles phénoménologiques du nucléon aux calculs récents de QCD sur réseau. Une des méthodes expérimentales les plus intéressantes pour sonder la structure du nucléon est la diffusion de photons (virtuels ou réels) qui, grâce à la parfaite connaissance de l'interaction électromagnétique, permet d'extraire des informations précises. À partir de la diffusion élastique, on peut ainsi accéder aux distributions de charge et de magnétisation du nucléon. À haute énergie, la diffusion très inélastique ep , qui a permis de révéler la présence des quarks dans le nucléon, demeure la technique de référence pour scruter l'intérieur du nucléon. La diffusion inélastique aux énergies intermédiaires ($E_\gamma \lesssim 3 \text{ GeV}$) – la *photoproduction de mésons* – permet quant à elle d'accéder à la spectroscopie du nucléon, source directe d'informations sur la nature des degrés de liberté internes et de leurs interactions.

¹Je précise bien *visibles* pour ne pas froisser les nombreux partisans de la matière et de l'énergie noire pour qui la masse des étoiles ne représente que $\sim 5\%$ de la densité totale d'énergie de notre univers. Je dois l'avouer, c'est une idée à laquelle j'ai du mal à me faire...

Ma contribution au domaine de la physique hadronique est tout entière liée au dispositif expérimental GRAAL, installé auprès du synchrotron de Grenoble, l'ESRF. Ce projet, développé dans le cadre d'une collaboration internationale entre l'Italie, la Russie et la France, exploite un faisceau de photons γ , "*étiqueté*" et *polarisé*, produit par diffusion Compton de photons laser sur les électrons circulant dans l'anneau de stockage. L'association de ce faisceau unique à un système de détection performant a permis de réaliser un programme de mesures de réactions de photoproduction de mésons légers sur le proton et sur le neutron.

Les quatre premiers chapitres de ce document sont consacrés à la spectroscopie nucléonique. Après avoir rappelé les enjeux physiques, je discuterai en détails la technique expérimentale utilisée en soulignant son intérêt mais aussi les difficultés liées à l'extraction des informations pertinentes. Un certain nombre de résultats sélectionnés permettant d'illustrer les diverses mesures effectuées sera ensuite présenté. Dans la dernière partie, je décrirai le projet de recherche sur lequel je me suis orienté récemment : la mesure du moment électrique dipolaire du neutron.

Les résultats présentés dans ce document sont le fruit d'un travail d'équipe et il m'est particulièrement agréable de remercier toutes les personnes qui ont participé à ce projet et que j'ai eu la chance de cotoyer au cours de ces années. Je voudrais remercier en premier lieu Claude Perrin qui a accompagné mes premiers pas dans la recherche et a été l'initiateur du projet GRAAL au LPSC. Une mention toute particulière à Annick Lleres et Jean-Paul Bocquet, mes deux collaborateurs au long cours sans qui je n'aurais pu résister aux vicissitudes de la vie en collaboration... et qui, de plus, ont réussi à supporter mon sale caractère. Merci à Thomas Russew, Pascal Calvat, Frédéric Renard et Luisa Nicoletti, nos valeureux "thésards" dont le rôle a été *déterminant* pour l'obtention des résultats. La contribution des services techniques du LPSC a été massive et leurs réalisations techniques remarquables. De peur d'en oublier, je ne citerai pas la longue liste de tous ceux, ingénieurs, techniciens et personnels administratifs qui ont participé à cette aventure, mais je tiens à souligner le plaisir que j'ai eu à travailler avec eux.

Je remercie François Brut, Johann Collot, Bertrand Desplanques, Nicole D'Hose, Hélène Fonvieille et Bijan Saghai d'avoir accepté de faire partie de mon jury. J'adresse à tous un salut amical et, pour de multiples raisons, leur exprime ma gratitude.

Je voudrais enfin remercier ma très chère moitié Béatrice, pour tout, ainsi que Jérôme, Bastien, Maxime et Pauline pour avoir "baissé le son" pendant mes séances d'écriture à la maison.

1 Enjeux physiques

L'étude de la structure du nucléon et plus généralement des hadrons est à l'origine d'une phénoménologie extrêmement riche et d'approches théoriques très diverses, dont il est impossible de mentionner tous les aspects – sans parler d'exhaustivité – dans le cadre de ce mémoire. Dans cette brève présentation des enjeux physiques, j'ai donc essayé de rappeler les éléments essentiels en lien direct avec la spectroscopie du nucléon qui permettent de comprendre l'intérêt fondamental de ce domaine de recherche et son apport unique dans notre quête d'une meilleure compréhension de l'interaction forte. Pour ce faire, je me suis fortement appuyé sur deux livres consacrés à la structure du nucléon [1, 2].

1.1 L'interaction forte

L'étude des propriétés du nucléon est une des nombreuses facettes des recherches qui visent à explorer la nature de l'interaction forte. Des quatre interactions fondamentales, elle est celle dont les conséquences principales pour notre quotidien – l'existence des nucléons et des noyaux – restent encore largement incomprises. Afin de mieux appréhender les enjeux spécifiques de ce domaine, il est utile au préalable de faire un rappel de certaines notions essentielles de la chromodynamique quantique (QCD), en se concentrant sur les aspects les plus pertinents pour la compréhension de la structure du nucléon. Cette théorie de jauge non abélienne, développée dans les années 70, est considérée aujourd'hui comme *la* théorie de l'interaction forte et constitue un des piliers du Modèle Standard de la physique des particules. Elle est basée sur une nouvelle charge, la couleur, qui permet aux quarks d'interagir via l'échange de gluons.

Avant d'entrer dans le vif du sujet, nous ferons un bref rappel historique afin de retracer l'évolution de ce domaine et la genèse de QCD [3].

1.1.1 De la résonance Δ à la découverte des quarks

La découverte du neutron par Chadwick dans les années 30 fut le dernier pas décisif qui permit enfin de proposer une explication satisfaisante de la structure du noyau – découvert 20 ans plutôt par Rutherford – et partant, de révéler la vision moderne de *l'atome* : un noyau dense et minuscule formé de neutrons et de protons, entouré d'un cortège d'électrons.

Pour un temps, les physiciens ont alors pu espérer avoir découvert l'ensemble des briques élémentaires constitutives de notre univers avec le trio : proton, neutron, électron. Cet espoir fut cependant vite dissipé car de nouveaux résultats expérimentaux ébranlèrent cette vision en suggérant que neutron et proton devaient très probablement avoir une structure interne. Un de ces premiers résultats fut la mesure des moments magnétiques dont les valeurs ($\mu_p \approx 2.79 \mu_N$, $\mu_n \approx -1.91 \mu_N$, μ_N étant le magnéton nucléaire) étaient “anormales”, c'est-à-dire très différentes des valeurs attendues pour des particules ponctuelles dans le cadre de la théorie de Dirac.

Il fallut cependant attendre les années 50 et le développement des accélérateurs pour observer une autre manifestation de la structure interne du nucléon, l'existence d'états excités. La première de ces observations – bien que non interprétée comme telle – fut réalisée par Enrico Fermi en 1952, avec la découverte du premier niveau excité, connu sous le nom de résonance $\Delta(1232)$, grâce à des expériences de diffusion élastique pion-

nucléon. Comme nous le verrons plus loin, en raison de leur décroissance forte, ces états ont des durées de vie très brèves et apparaissent de ce fait sous forme de structures résonantes d'une largeur typique de 100 MeV, d'où leur nom de *résonance*.

Grâce à la montée en énergie des accélérateurs et l'utilisation combinée de faisceaux de pions, de photons et de kaons, de nombreux autres états furent découverts et on assista bientôt à une prolifération de résonances baryoniques aussi bien que mésoniques. Au début des années soixante, une centaine de résonances avaient été identifiées. La simplicité des années trente semblait une lointaine époque et la physique des particules était en pleine crise.

Les physiciens entreprirent alors de classer ces résonances, dans une démarche analogue à celle de Mendeleev à propos des éléments chimiques. Gell-Mann et indépendamment Ne'eman proposèrent d'utiliser les multiplets du groupe SU(3), en privilégiant les structures en octet. Ils parvinrent ainsi à classer l'ensemble des états baryoniques et mésoniques observés. La figure 1 montre par exemple l'octet et le décuplet qui regroupent l'ensemble des baryons de plus faible masse, c'est-à-dire le nucléon et la Δ ainsi que les baryons dits étranges, ayant pour spin et parité respectivement $J^\pi = 1/2^+$ et $3/2^+$. Les différents états sont classés suivant la troisième composante de l'isospin I_3 (cf 1.3) et l'hypercharge, somme du nombre baryonique et de l'étrangeté. Cerise sur le gâteau, ils aboutirent également à une célèbre prédiction. Avec les particules connues jusqu'alors, chaque case du décuplet des baryons $J^P=3/2^+$ avait été remplie, à l'exception de l'extrémité basse du triangle. Gell-Mann et Ne'eman postulèrent donc l'existence d'une particule d'étrangeté -3 ($Y=B+S=-2$), baptisée Ω^- , dont ils prédirent aussi la masse. La découverte de cette particule au Brookhaven National Laboratory (BNL) sur la côte est des États-Unis en 1964 fut un grand succès pour cette classification.

Par la suite, Gell-Mann et indépendamment Zweig proposèrent que tous les hadrons pourraient être constitués de particules plus élémentaires, alors au nombre de trois, et que Gell-Mann baptisa du nom de *quark*. Bien que cette hypothèse donnât une explication claire du succès de SU(3) dans la classification des particules, l'existence même de ces quarks n'avait aucun fondement expérimental. Il fallut attendre encore de nombreuses années pour que des expériences de diffusion très inélastique d'électrons sur le proton révèlent enfin la présence de particules ponctuelles à l'intérieur du nucléon, particules rapidement identifiées aux quarks.

Ces expériences, similaires à celles de Rutherford au début du 20^{ème} siècle, mirent aussi en évidence un phénomène prédit quelques années plutôt par Bjorken, le *scaling*. Contrairement au cas habituel de la diffusion électron-proton à basse énergie, pour lequel la section efficace dépend séparément de l'énergie ν et du module de la quadriimplusion transférée q^2 , on trouva que celle-ci ne dépendait que de la quantité sans dimension $x=q^2/2M\nu$, M étant la masse du proton. L'interprétation de ce résultat fondamental mena à la découverte d'une des propriétés remarquables de l'interaction forte, la *liberté asymptotique*. Symanzik montra en effet que seule une théorie dont l'intensité du couplage diminue avec l'énergie était compatible avec le scaling ; avec comme conséquence que les quarks deviennent libres dans la limite des hautes énergies ou de façon équivalente aux courtes distances.

S'ensuivirent des années de doute pendant lesquelles la possibilité de développer une théorie quantique de champs compatible avec la liberté asymptotique semblait s'étioler... jusqu'à ce que la solution fut enfin trouvée par trois physiciens américains dont deux étaient encore étudiants.

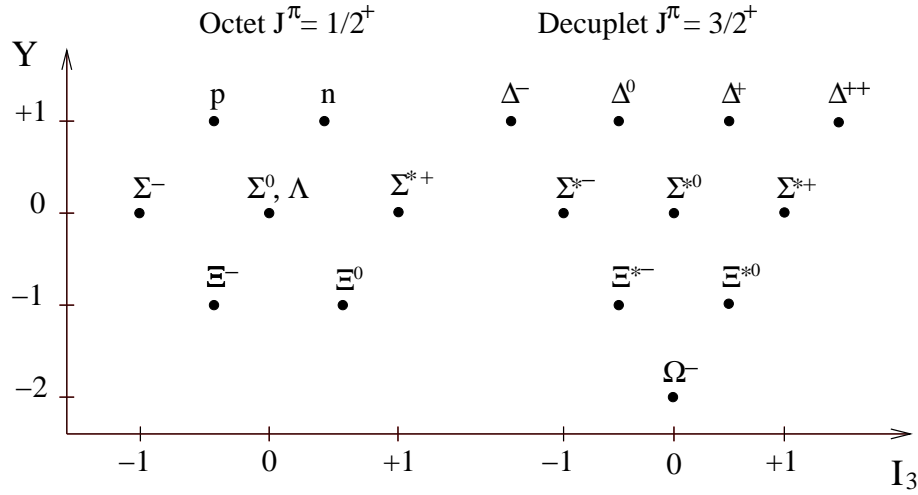


FIG. 1 – Exemples de deux multiplets de $SU(3)$: octet et décuplet des baryons de plus faible masse.

1.1.2 Interaction de couleur et chromodynamique quantique

En 1973, Gross et Wilczek à Princeton et indépendamment Politzer à Harvard proposèrent comme théorie de l'interaction forte, une théorie de jauge *non abélienne* basée sur le groupe de jauge $SU(3)_c$, baptisée chromodynamique quantique (QCD pour Quantum ChromoDynamics) car basée sur une nouvelle charge, la couleur. Au cours de leurs travaux, ils montrèrent en particulier que cette théorie était sélectionnée de façon unique par la liberté asymptotique. Pour ce développement majeur, aboutissement de décennies de recherche sur la nature de l'interaction forte depuis le premier modèle proposé par Yukawa dans les années 30, Gross, Wilczek et Politzer ont été récompensés par le prix Nobel 2004 (<http://nobelprize.org>).

Comme mentionné ci-dessus, le groupe de jauge $SU(3)_c$ introduit une nouvelle charge, la couleur. Chacune des six saveurs de quark (u, d, s, c, b, t) peut exister sous trois couleurs, appelées conventionnellement (R, B, V) pour Rouge, Bleu et Vert, et les médiateurs de l'interaction sont des particules vectorielles sans masse, les gluons. Ceux-ci sont également “colorés” (il existe huit variétés) et ils peuvent de ce fait interagir entre eux, contrairement aux photons. Dans le cadre qui nous intéresse, il est à noter que ce nouveau nombre quantique avait déjà été proposé auparavant par Greenberg afin de trouver une solution à l'antisymétrie de la fonction d'onde de la résonance $\Delta(1232)++$. Celle-ci est en effet composée de trois quarks identiques ($u\uparrow, u\uparrow, u\uparrow$) et l'existence postulée d'une nouvelle charge permettait d'éviter la violation du principe de Pauli.

Malgré de nombreux efforts expérimentaux dans les années 70, lesquels se sont poursuivis jusqu'à récemment [6], toutes les tentatives pour observer des quarks ont échoué. Il a fallu se rendre à l'évidence que les quarks ne peuvent être observés en tant que particules libres. Cette autre propriété remarquable de l'interaction forte, connue sous le nom de confinement et conséquence de la nature non-abélienne de la théorie, trouve aussi son explication dans le cadre de QCD bien qu'aucune preuve rigoureuse n'ait été apportée. Contrairement aux autres interactions fondamentales, la force de couleur entre quarks augmente à mesure qu'on les sépare, comme si un ressort invisible les reliait. La charge de couleur est ainsi confinée à l'intérieur des hadrons qui, par construction, sont des objets neutres de couleur ou “blancs”. Toutes les particules connues à ce jour sont soit des

assemblages de trois quarks, les *baryons*, soit des paires quark-antiquark, les *mésons*.

En théorie, rien n'empêche l'existence de systèmes plus complexes tant qu'ils respectent la prescription de la neutralité de couleur et de nombreuses expériences ont été et sont encore menées afin de découvrir des objets tels que $q\bar{q}q\bar{q}$ ou $qqq\bar{q}\bar{q}$. Ce dernier système, connu sous le nom de pentaquark, a fait la une de l'actualité scientifique de ces trois dernières années, suite à l'annonce de la découverte d'un tel état par des collègues japonais de la collaboration LEPs. Grâce aux données acquises avec l'expérience GRAAL, nous avons pu effectuer nos propres analyses sur ce sujet en explorant des canaux complémentaires de la mesure de LEPs. J'aurai l'occasion d'y revenir dans la troisième partie de ce mémoire, lors de la présentation des résultats.

Bien que QCD fasse désormais l'unanimité comme véritable théorie de l'interaction forte, sa validation expérimentale fut particulièrement longue et difficile. Outre les résultats de diffusion très inélastique déjà mentionnés qui se sont enrichis au cours des années, les vérifications les plus systématiques ont été réalisées dans les années 80 au LEP du CERN dans les collisions e^+e^- . Des expériences extrêmement précises ont ainsi permis de vérifier les différents aspects de QCD et l'ensemble de ces résultats constitue un faisceau d'indications fortes et cohérentes en faveur de la chromodynamique quantique.

La liberté asymptotique s'interprète par le fait que l'intensité de la constante de couplage fort α_s dépend de l'échelle d'énergie ("running coupling constant") et qu'elle tend asymptotiquement vers 0 pour les grandes impulsions ou inversement, les petites distances.

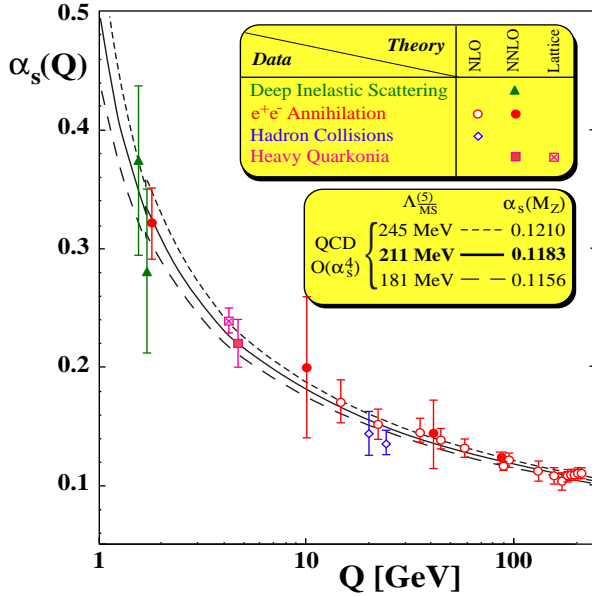


FIG. 2 – Évolution de la constante de couplage fort α_s avec l'échelle d'énergie. Les calculs sont réalisés jusqu'au troisième ordre du calcul des perturbations (NNLO= Next-to-Next-to-Leading Order).

Comme le montre la figure 2, ce résultat est maintenant fort bien établi. Les valeurs de α_s extraites de différents types d'expériences sont en effet en parfait accord avec les prédictions de QCD [4]. Pour des énergies supérieures à quelques GeV, la valeur de la constante de couplage est faible et l'on peut ainsi recourir aux techniques de calcul développées pour QED, basées sur les diagrammes de Feynman et le calcul perturbatif, avec des termes d'ordre croissant de plus en plus petits.

À l'autre extrémité du spectre, on constate que α_s croît très rapidement pour atteindre une valeur de l'ordre de 1 aux environs du GeV. C'est la limite du domaine d'applicabilité du calcul perturbatif en-dessous de laquelle, conséquence redoutable et sans appel, il devient impossible de mener à bien un calcul analytique. On entre dans le domaine de la QCD non-perturbative que je préfère appeler *QCD-fort*.

1.1.3 QCD-fort et la symétrie chirale

Avec un brin de malice, on pourrait conclure du paragraphe précédent que l'interaction forte est bien comprise quand elle est...faible. Pour contourner cette difficulté de principe, un très grand nombre de stratégies et d'approches phénoménologiques ont été développées,

chacune essayant d'incorporer des éléments de QCD et en particulier de conserver les symétries du lagrangien \mathcal{L}_{QCD} (théories *effectives*). Parmi les symétries globales de \mathcal{L}_{QCD} , il en existe une qui joue un rôle essentiel et dont la brisure est à l'origine des degrés de liberté effectifs de basse énergie, la symétrie *chirale*.

La chromodynamique quantique découlant directement du principe d'invariance de jauge locale, l'interaction entre les quarks et les gluons est totalement déterminée par la symétrie de jauge, les seuls paramètres du lagrangien étant les masses des quarks. Ces masses sont d'ailleurs le seul facteur qui différencie les quarks vis-a-vis de l'interaction forte, celle-ci étant indépendante de la saveur.

Les quarks qui jouent un rôle dans la structure du nucléon sont, au premier ordre, les quarks légers u et d . Les quarks s pourraient avoir une contribution significative (sous forme de paires $s\bar{s}$) mais les résultats restent contradictoires suivant les expériences. Quant aux trois autres quarks c, b et t (respectivement 1,25, 4,5 et 175 GeV), ils sont trop massifs devant l'échelle hadronique du GeV et peuvent être négligés. Bien qu'on ne puisse accéder directement à la masse des quarks, plusieurs mesures indirectes ont permis d'obtenir des estimations pour les quarks u, d et s . À l'échelle du GeV, les valeurs sont [6] :

$$\begin{aligned} m_u &= 1,5 \text{ à } 4 \text{ MeV} \\ m_d &= 4 \text{ à } 8 \text{ MeV} \\ m_s &= 80 \text{ à } 130 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Ces valeurs sont extrêmement petites devant la masse du proton et il est donc raisonnable de considérer le lagrangien dans la limite des masses nulles comme une bonne approximation de QCD. Dans cette limite, celui-ci acquiert une nouvelle symétrie globale reliée à la conservation de la chiralité de particules de spin 1/2 et de masse nulle, la symétrie chirale associée au groupe de transformations $SU(3)_R \times SU(3)_L$ (R pour Right et L pour Left).

Cette symétrie est bien sûr légèrement brisée de façon explicite par les valeurs faibles mais non nulles des masses des quarks. Mais les conséquences les plus profondes quant à la structure du nucléon proviennent de sa *brisure spontanée*. Sans entrer dans le détail, il existe différentes indications de cette brisure dynamique dans la phénoménologie de la physique hadronique de basse énergie qui montrent que la symétrie $SU(3)_R \times SU(3)_L$ est spontanément brisée vers $SU(3)_V$ (V pour Vectoriel). L'une d'entre elles est liée à la génération de doublets de parité : si la symétrie était présente, à chaque particule de parité + devrait correspondre une particule de même masse et de parité -. La comparaison entre la masse des mésons pseudoscalaires $J^\pi=0^-$ ($m \sim 140\text{-}500$ MeV) et celle des mésons scalaires $J^\pi=0^+$ ($m \gtrsim 1000$ MeV) montre qu'il n'en est rien, de même que le spectre des premiers états excités du nucléon où l'on n'observe pas de doublets.

Venons en maintenant aux deux conséquences - l'une pour les bosons l'autre pour les fermions - de cette brisure dynamique. La première découle directement du théorème de Goldstone qui stipule qu'à toute brisure spontanée d'une symétrie globale est associé un méson pseudoscalaire de masse nulle. L'octet des mésons pseudoscalaires ($\pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K^0, \bar{K}^0, \eta$), tous de faible masse à l'échelle hadronique, est ainsi identifié aux huit bosons de Goldstone liés à la brisure spontanée $SU(3)_R \times SU(3)_L$ vers $SU(3)_V$. Le fait que les masses ne sont pas exactement nulles provient de la faible brisure explicite due aux masses non nulles des quarks de courant (quarks de \mathcal{L}_{QCD}).

La deuxième conséquence est plus subtile. Elle provient de la structure non triviale du vide de QCD et de l'existence d'une valeur non nulle de ce que l'on appelle le condensat

de quarks ou le condensat chirale. Ce condensat est la valeur moyenne de la densité de quarks sur le vide de QCD et vaut de l'ordre de $-(225 \text{ MeV})^3$. On peut montrer, moyennant certaines approximations, que la propagation d'un quark de masse nulle est profondément modifiée par la présence de ce condensat avec pour conséquence de lui conférer une masse dynamique. Cette masse varie avec l'échelle d'énergie et peut atteindre des valeurs de plusieurs centaines de MeV.

Cette seconde conséquence fondamentale de la brisure de la symétrie chirale permet ainsi d'entrevoir comment le proton, formé dans la version naïve du modèle des quarks de deux quarks u et d'un quark d dont la masse totale est voisine de 10 MeV, peut "peser" en réalité cent fois plus ! La masse du nucléon est avant tout de l'énergie, illustration directe de la célèbre formule d'Einstein $E=m_0c^2$ ². Il faut noter que cette situation est tout à fait unique en physique où l'on observe pour tous les systèmes liés – atomes, molécules, noyaux – que la masse du système est inférieure à celle de ses composants.

Elle fournit aussi la justification a posteriori de la notion de quarks *constituants*, par opposition aux quarks de *courant* apparaissant dans \mathcal{L}_{QCD} , introduits dans les modèles de quarks à la fin des années 70 et dont la masse avait été fixée empiriquement aux alentours de 300 MeV. Ces quarks constituants massifs doivent être interprétés comme des quasi-particules au sens du problème à N corps. Il existe d'ailleurs une analogie très forte avec la physique du solide où les propriétés d'un cristal sont décrites à partir de l'interaction de phonons (bosons) avec des fermions lourds ("électrons" très massifs). Ces degrés de liberté effectifs résultent également d'une brisure spontanée de symétrie : la disparition de l'invariance par translation continue dans une structure cristalline.

Malgré la richesse des approches phénoménologiques développées par des générations de théoriciens et les progrès considérables qu'ils ont apportés dans notre compréhension de certains aspects de l'interaction forte, aucune solution analytique complète de QCD n'est envisageable à moyen terme. Nous ne disposons tout simplement pas des outils théoriques pour résoudre un problème fondamentalement non linéaire. Il existe toutefois une alternative qui soulève beaucoup d'espoir et qui consiste à traiter la théorie sur un espace-temps discrétisé avec un recours massif aux ordinateurs, QCD *sur réseau*. Cette approche a fait récemment des progrès décisifs, tant sur le plan théorique quant à la façon de traiter une théorie de champs sur un espace discret, que grâce à l'accroissement spectaculaire des performances des ordinateurs. De nombreux résultats en lien direct avec la structure du nucléon et en particulier sur ses états excités peuvent être dorénavant produits. A titre d'exemple, la figure 3 montre les résultats de deux groupes [5] qui ont calculé la masse du nucléon et de son premier état excité, la résonance $\Delta(1232)$, en fonction de la masse du pion. Lorsque celle-ci tend vers sa valeur physique ($(m_\pi)^2=0.02 \text{ GeV}^2$), les masses du nucléon et de la Δ deviennent en très bon accord avec leurs valeurs expérimentales.

Les calculs sur réseau constituent un nouveau mode d'exploration très prometteur de la nature, à cheval entre théorie et expérience. Il n'en demeure pas moins que le recours aux modèles est et restera une nécessité, seule la "modélisation" permettant de se construire une image d'une situation physique et par la même d'en extraire les éléments clés.

1.2 Les modèles du nucléon

Les discussions précédentes ont souligné le rôle central de la brisure spontanée de la symétrie chirale : existence d'un octet de bosons de Goldstone identifié aux huit mésons

²Comme le rappelle Wilczek dans son allocution du prix Nobel, Einstein avait proposé comme première formulation $m_0=E/c^2$, qui de fait s'applique au cas présent.

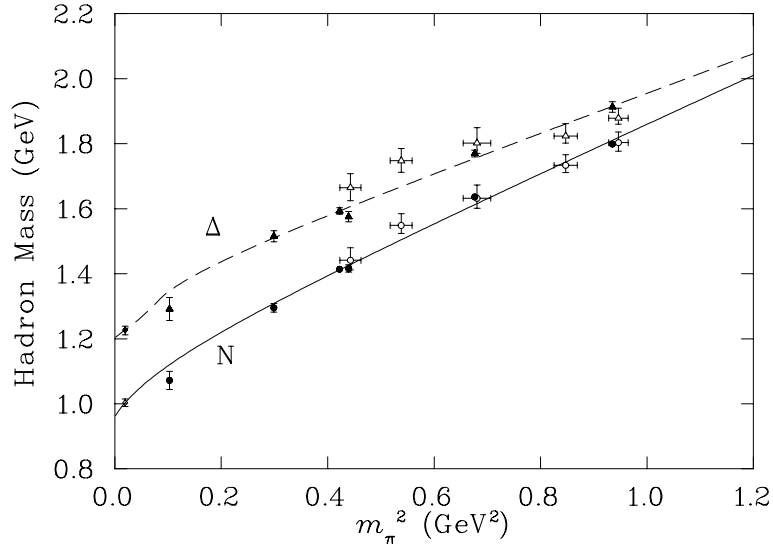


FIG. 3 – Résultats de deux calculs de QCD sur réseau pour les masses du nucléon et de la $\Delta(1232)$.

pseudoscalaires de faible masse ; génération d’une masse dynamique des quarks, origine très probable de la notion de quarks constituants. Il est donc tentant de considérer les mésons pseudoscalaires et en particulier le plus léger d’entre eux, le pion, ainsi que les quarks constituants comme les degrés de liberté effectifs, bosonique et fermionique, de basse énergie.

Toutefois, la prise en compte de ces briques “élémentaires” pour construire un modèle du nucléon est loin d’être univoque. De fait, il existe une très grande variété de “recettes”, toutes “inspirées” de QCD, qui incorporent ad libitum les différents ingrédients disponibles : quarks (de courant ou constituants), gluons, mésons, assaisonnés de plus ou moins de symétrie chirale. Par la suite, nous nous contenterons de présenter les grandes catégories de modèles existant sur le marché et d’en rappeler leurs principales caractéristiques.

1.2.1 Les modèles de quarks constituants

Cette première catégorie de modèles est la plus ancienne et se rapproche des modèles du noyau. Elle décrit le nucléon comme trois quarks massifs liés par un potentiel. Cette solution a été proposée dès 1964 par Zweig et Gell-Mann mais c’est à la fin des années 70 que Karl et Isgur ont réalisé le premier développement extensif de ce modèle, en se basant sur l’oscillateur harmonique.

La fonction d’onde a des degrés de liberté d’espace, de spin, de saveur et de couleur. Les hadrons devant être des objets sans couleur, ils appartiennent donc à la représentation singulet du groupe de couleur $SU(3)_c$ dont l’expression est la suivante :

$$(qqq)_{\text{singulet}} = \sqrt{1/6}(RVB - RBV + BRV - BVR + VBR - VRB)$$

Elle est antisymétrique sous l’échange de deux quarks et le reste de la fonction d’onde doit donc être globalement symétrique afin de préserver l’antisymétrie globale. Pour la partie saveur*spin*espace, les états sont classés suivant les supermultiplets de $SU(6)$ ($SU(3)_{\text{saveur}} * SU(2)_{\text{spin}} * O(3)_{\text{espace}}$).

La version originale du modèle est non-relativiste et est décrite par un hamiltonien dont la forme générale est :

$$H = T + V_{conf} + V_{hyp}$$

V_{conf} étant un potentiel de confinement souvent choisi comme l'oscillateur harmonique, et V_{hyp} un terme hyperfin qui fait intervenir le couplage du spin des quarks. Dans la version Karl-Isgur, ce terme est dérivé de l'échange des gluons. Plus récemment, Riska et Glozmann ont proposé une variante "chirale" de cette approche dans laquelle le couplage hyperfin est déduit de l'échange des mésons pseudoscalaires.

Ce type de modèle reste le plus utilisé car, malgré sa grande simplicité phénoménologique, il permet de calculer un grand nombre de résultats sur la spectroscopie du nucléon : les niveaux excités bien sûr mais aussi les transitions électromagnétiques entre niveaux ainsi que les modes de décroissance forts. Moyennant l'ajustement d'un certain nombre de paramètres, les différentes variantes parviennent à un accord satisfaisant avec le spectre des premiers niveaux excités. À plus haute énergie, la densité de niveaux s'accroît et ces modèles prédisent un grand nombre d'états dont la plupart n'ont pas été observés expérimentalement. Cette problématique est connue sous le nom de *résonances manquantes* et constitue une motivation importante des recherches sur la spectroscopie nucléonique.

Il a été noté rapidement que ce type de modèle non-relativiste souffrait d'une incohérence interne, à savoir que les énergies des quarks mises en jeu étaient de fait relativistes. Par la suite, de nombreuses versions "relativisées" sont apparues sans qu'elles n'apportent d'améliorations notables. En outre, l'inclusion de la relativité dans le cadre d'un problème à trois corps peut être faite suivant différentes prescriptions et elle reste un sujet hautement controversé.

1.2.2 Les modèles de sac

Dans les modèles de sac, la vie est simple et l'espace divisé en deux régions. À l'intérieur du sac, les quarks de courant de faible masse sont soumis à des interactions faibles ; l'extérieur leur est interdit.

Une des premières versions est le modèle de MIT qui, outre un formalisme covariant, permet de déterminer dynamiquement le rayon du sac grâce au lien qui existe entre l'énergie interne des quarks et ce rayon. En ajustant un petit nombre de paramètres, il permet d'obtenir un bon accord avec les masses des états fondamentaux de l'octet et du décuplet des baryons, ainsi que du décuplet des mésons vecteurs. Cependant, en raison de nombreux faux états liés au mouvement du centre de masse, la discussion des états excités du nucléon dans le cadre de ce modèle est beaucoup plus délicate que pour les modèles de quarks constituants et, de fait, l'accord global est nettement moins impressionnant.

De même que pour les modèles de quarks, il existe des variantes chirales, pour lesquelles le sac est entouré d'un nuage de pions qui perturbe faiblement celui-ci.

1.2.3 Les modèles de soliton

La troisième classe de modèles que nous allons discuter est basée sur la notion de solitons topologiques qui sont des solutions classiques non triviales topologiquement en théorie des champs.

Le nucléon est ainsi décrit comme un soliton chirale dans lequel les quarks sont liés par des champs chiraux (scalaire et pseudoscalaire). En allant de l'extérieur vers l'intérieur du

soliton, le champ révèle une “torsion” caractéristique, qui permet de clairement distinguer la configuration de champ chirale d’un baryon, de configurations purement mésoniques.

Le prototype d’un modèle décrivant l’interaction de particules de Dirac avec des champs chiraux est le modèle sigma linéaire, proposé par Gell-Mann et Levy en 1960, c’est-à-dire avant même l’introduction des quarks. Il incorpore un champ scalaire σ et un champ pseudoscalaire de Goldstone Φ dont certaines configurations permettent de lier les quarks de valence à l’intérieur du soliton.

Les calculs des propriétés du nucléon dans ce cadre mettent en jeu des techniques très complexes et, là aussi, l’étendue des comparaisons avec les données expérimentales est moins spectaculaire que pour les modèles de quarks. Cette approche a toutefois connu récemment un énorme regain d’intérêt avec la prédiction vérifiée expérimentalement – au moins pendant un certain temps – de l’existence d’un pentaquark, le Θ^+ , d’étrangeté +1, d’une masse d’environ 1540 MeV et d’une largeur de 10 MeV, c’est-à-dire exceptionnellement étroite pour une résonance baryonique.

Cette “découverte” extraordinaire, réalisée par nos collègues japonais de LEPS, a été publiée à l’été 2003 et rapidement confirmée par de nombreuses autres expériences, entraînant une impressionnante activité expérimentale aussi bien que théorique associée à une avalanche de papiers. Malheureusement, après une longue période d’euphorie au cours de laquelle les pentaquarks se multipliaient comme des petits pains et les interprétations théoriques itou, la froide réalité expérimentale a tranché : le Θ^+ n’était (sans doute) qu’une chimère. Comme je le décrirai dans la troisième partie de ce mémoire, nous avons aussi participé activement à la recherche de pentaquarks. En ce qui concerne le Θ^+ et en accord avec la très grande majorité des résultats actuels, nous n’avons observé aucun signal. Des résultats intéressants ont cependant été obtenus en liaison avec la recherche d’un autre candidat pentaquark.

1.3 Le spectre des états excités du nucléon

Il est maintenant temps de faire connaissance avec le spectre des états excités du nucléon. Pour l’essentiel, ces états furent découverts dans les années 60 lors d’expériences de diffusion élastique et inélastique pion-nucléon initiées par Enrico Fermi.

L’ensemble des états connus à ce jour est listé dans le tableau 1, extrait de la revue de physique des particules [6], mise à jour tous les deux ans par le “Particle Data Group” (PDG). Ceux-ci sont classifiés en deux grandes catégories en fonction de leur isospin : les résonances N^* d’isospin 1/2 et les résonances Δ^* d’isospin 3/2. Ce nombre quantique, analogue au spin, a été introduit par Werner Heisenberg pour rendre compte du fait que l’interaction forte apparaît indépendante de la charge électrique. Il a ainsi proposé que proton et neutron ne soient que les deux états physiques d’une même particule d’isospin $I=1/2$, le nucléon, et que l’interaction forte ne soit sensible qu’à la valeur de l’isospin, pas à sa projection. Dans le cadre du Modèle Standard, ce sont les quarks u ($I=1/2$, $I_z=1/2$) et d ($I=1/2$, $I_z=-1/2$) qui sont devenus les porteurs de cette charge, englobée désormais sous le terme plus général de saveur. À partir de trois quarks u et/ou d , on peut ainsi construire des états d’isospin total 1/2 ou 3/2.

Particule	L_{2I2J}	Statut global	Statut dans le canal partiel considéré						
			$N\pi$	$N\eta$	ΛK	ΣK	$\Delta\pi$	$N\rho$	$N\gamma$
$N(939)$	P_{11}	****							
$N(1440)$	P_{11}	****	****	*			***	*	***
$N(1520)$	D_{13}	****	****	*			****	****	****
$N(1535)$	S_{11}	****	****	****			*	**	***
$N(1650)$	S_{11}	****	****	*	***	**	***	**	***
$N(1675)$	D_{15}	****	****	*	*		****	*	****
$N(1680)$	F_{15}	****	****				****	****	****
$N(1700)$	D_{13}	***	***	*	**	*	**	*	**
$N(1710)$	P_{11}	***	***	**	**	*	**	*	***
$N(1720)$	P_{13}	****	****	*	**	*	*	**	**
$N(1900)$	P_{13}	**	**	*					
$N(1990)$	F_{17}	**	**	*	*	*			*
$N(2000)$	F_{15}	**	**	*	*	*	*	**	
$N(2080)$	D_{13}	**	**	*	*				*
$N(2090)$	S_{11}	*	*						
$N(2100)$	P_{11}	*	*	*					
$N(2190)$	G_{17}	****	****	*	*	*		*	*
$N(2200)$	D_{15}	**	**	*	*				
$N(2220)$	H_{19}	****	****	*					
$N(2250)$	G_{19}	****	****	*					
$N(2600)$	I_{111}	***	***						
$N(2700)$	K_{113}	**	**						
$\Delta(1232)$	P_{33}	****	****						****
$\Delta(1600)$	P_{33}	***	***				***	*	**
$\Delta(1620)$	S_{31}	****	****				****	****	***
$\Delta(1700)$	D_{33}	****	****			*	***	**	***
$\Delta(1750)$	P_{31}	*	*						
$\Delta(1900)$	S_{31}	**	**			*	*	**	*
$\Delta(1905)$	F_{35}	****	****			*	**	**	***
$\Delta(1910)$	P_{31}	****	****			*	*	*	*
$\Delta(1920)$	P_{33}	***	***			*	**		*
$\Delta(1930)$	D_{35}	***	***			*			**
$\Delta(1940)$	D_{33}	*	*						
$\Delta(1950)$	F_{37}	****	****			*	****	*	****
$\Delta(2000)$	F_{35}	**						**	
$\Delta(2150)$	S_{31}	*	*						
$\Delta(2200)$	G_{37}	*	*						
$\Delta(2300)$	H_{39}	**	**						
$\Delta(2350)$	D_{35}	*	*						
$\Delta(2390)$	F_{37}	*	*						
$\Delta(2400)$	G_{39}	**	**						
$\Delta(2420)$	H_{311}	****	****						*
$\Delta(2750)$	I_{313}	**	**						
$\Delta(2950)$	K_{315}	**	**						

TAB. 1 – Statut des résonances N^* et Δ^* .

La première colonne du tableau donne la liste des 22 états N (y compris le fondamental) et des 22 états Δ observés à ce jour, en fonction de leur énergie. Le premier état excité (résonance Δ) a une masse de 1232 MeV, soit une énergie d'excitation de l'ordre de 300 MeV par rapport au fondamental. L'ensemble du spectre couvre un domaine de masse compris entre 1 et 3 GeV, c'est-à-dire des énergies d'excitation pouvant aller jusqu'à 2 GeV.

La deuxième colonne rappelle la notation spectroscopique des résonances, héritée de la diffusion élastique pion-nucléon. Chaque état est étiqueté suivant le schéma L_{2I2J} , L étant l'onde partielle de la diffusion π -N (selon la notation usuelle S, P, D... pour L=0, 1, 2, 3...) dans laquelle cette résonance est observée, I et J étant l'isospin et le spin de l'état.

Tels les restaurants dans le guide Michelin, les états excités du nucléon sont eux aussi classés de une à quatre étoiles en fonction de la qualité et de la quantité des informations expérimentales disponibles. La hiérarchie des étoiles proposée par le "PDG" est basée sur les critères suivants :

- * Faible indication de l'existence.
- ** Indication de l'existence assez bonne.
- *** Existence varie d'assez probable à certaine, mais une confirmation est souhaitable et/ou les nombres quantiques, rapports d'embranchement, etc... ne sont pas bien déterminés.
- **** Existence certaine et propriétés au moins assez bien explorées.

La troisième colonne donne ainsi une classification globale de 1 à 4 étoiles, alors que les colonnes suivantes détaillent celle-ci en fonction des différents canaux où se manifeste l'état en question.

À la vue de ce tableau, un certain nombre de remarques peuvent être faites :

- Si on se limite aux résonances 4*, seules 11 N* et 6 Delta* subsistent.
- Les résonances 4* doivent leur statut essentiellement à la diffusion πN ou à la photoproduction de pion $\gamma N \rightarrow \pi N$.
- Les contributions résonantes dans les canaux avec production d'étrangeté ($K\Lambda$ et $K\Sigma$) ainsi que production du méson η sont très mal connues. Il n'y a pas de mention du canal ωp ou de canaux avec des états finaux plus complexes tels que $\pi\eta N$ pourtant potentiellement très intéressants.

On voit donc que l'état de nos connaissances expérimentales sur le spectre du nucléon est loin d'être complet, l'existence même de nombreuses résonances (1 et 2*) étant incertaine. De nombreuses autres ont leurs paramètres mal fixés et qui plus est, le statut de 4* n'est pas synonyme d'excellence. Pour ne citer qu'un exemple, la résonance N(1535) S_{11} , un des premiers états excités du spectre et à ce titre une référence pour tous les modèles, a une largeur encore incertaine. Suivant les analyses, les valeurs extraites diffèrent en effet largement, allant de 90 à 300 MeV !

Une autre manière d'appréhender le spectre des états excités du nucléon est de regarder le schéma de niveaux présenté sur la figure 4. Seuls les états 3 et 4* (N et Δ) sont représentés (d'où la faible densité à haute énergie). L'impression générale que l'on retire est qu'il s'agit bien du spectre d'un système à petit nombre de corps. Le nucléon n'est pas une soupe de quarks et de gluons avec un quasi-continuum d'états excités mais bien un système à 2 ou 3 degrés de liberté. Autre signe particulier : le seul état qui soit isolé est la résonance $\Delta(1232)$; tous les autres ont des largeurs ($\Gamma \sim 100\text{-}300$ MeV, non représentées sur la figure) comparables ou supérieures à l'espacement entre niveaux. Il s'agit d'une source de difficulté centrale à ce domaine sur laquelle je reviendrai plus loin.

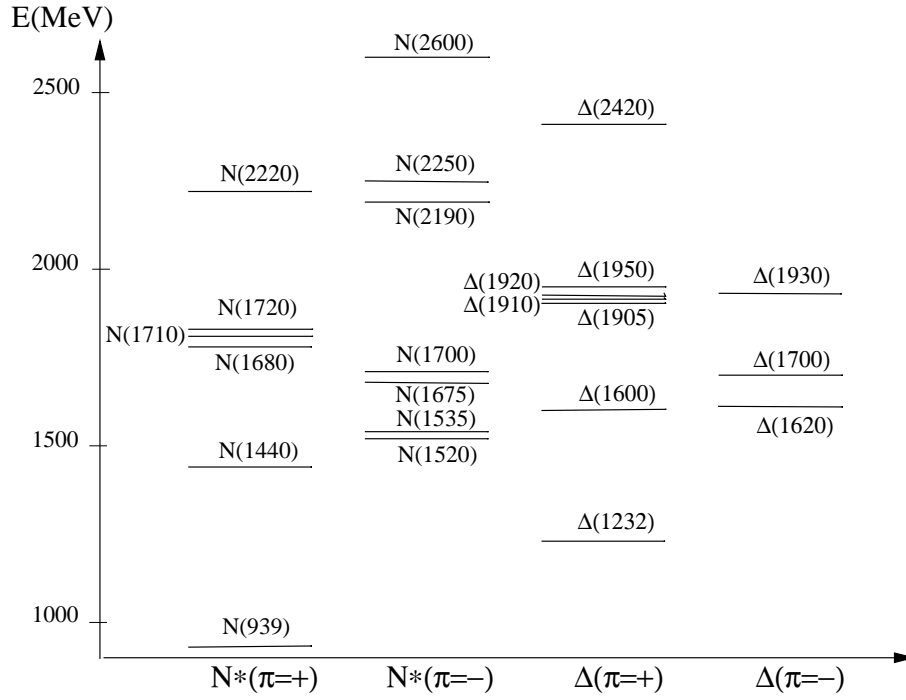


FIG. 4 – Schéma de niveaux des états N^* et Δ^* .

Pour conclure ce paragraphe, retenons que la connaissance de la spectroscopie du nucléon reste très incomplète, tant sur le plan du nombre d'états que sur leurs caractéristiques. Cette situation handicape fortement notre capacité à discriminer les différents modèles et au-delà à mieux cerner la nature de l'interaction forte à basse énergie. La communauté de physique hadronique mondiale s'est mobilisée depuis une quinzaine d'années afin de faire évoluer cet état de fait au prix d'un effort expérimental considérable. De nombreux accélérateurs d'électrons ont été construits, accompagnés de détecteurs performants, permettant d'explorer la structure du nucléon via la diffusion de photons (réels ou virtuels). L'enjeu du chapitre suivant sera de présenter le processus central pour accéder aux états excités – la photoproduction de mésons – et le dispositif expérimental GRAAL qui permet de mesurer ces réactions.

2 La photoproduction de mésons dans la région des résonances

Dans ce chapitre, nous allons nous attacher à montrer en quoi l'étude des réactions inélastiques γN , pour des énergies de photons inférieures à ~ 2000 MeV, communément appelées réactions de *photoproduction de mésons*, est une mine irremplaçable d'informations sur les états excités du nucléon. Nous verrons cependant que l'extraction des paramètres des résonances est un exercice particulièrement délicat et pour lequel il n'existe pas encore de méthode unifiée. Ce "pont" entre les mesures et les quantités physiques attendues, passage obligatoire mais mal balisé, reste une source importante d'incertitudes et ce, quelle que soit la qualité des données expérimentales. Pour finir, je présenterai le dispositif GRAAL que j'ai contribué à mettre en oeuvre et auprès duquel j'ai pu réaliser un programme de mesures de réactions de photoproduction de mésons divers et variés (π^+ , π^0 , $\pi^0\pi^0$, η , ω , K).

2.1 Un processus clef

Si la diffusion élastique πN est à l'origine d'une grande part de nos connaissances du spectre du nucléon (en particulier des masses et largeurs des états), la photoproduction de mésons présente l'énorme avantage de combiner interactions électromagnétique et forte.

La figure 5 schématise le processus qui nous intéresse : un photon ayant une énergie appropriée ($300 \text{ MeV} \lesssim E_\gamma \lesssim 2000 \text{ MeV}$) excite le nucléon vers un état N ou Δ , lequel décroît subséquemment vers l'un des états finaux accessibles suivant l'énergie : πN , $\pi\pi N$, ηN , $K\Lambda$...

La voie d'entrée, où seule l'interaction électromagnétique intervient, donne accès aux amplitudes de transition entre le fondamental et les divers états excités. Elle offre ainsi la possibilité de réaliser un test sensible des modèles via les fonctions d'onde. L'hélicité du photon étant ± 1 , il n'existe dans le cas général que deux amplitudes d'hélicité $A_{1/2}$ et $A_{3/2}$ (une seule pour une résonance $J = 1/2$).

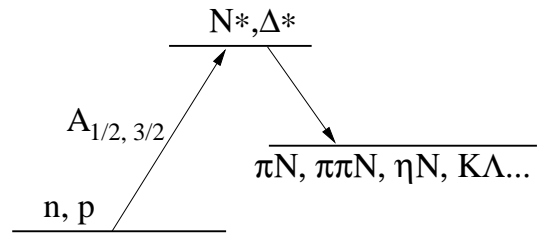


FIG. 5 – Schéma de principe de la photoproduction de méson.

Une fois excité, le nucléon ne va "malheureusement" pas le rester longtemps. En effet, le premier état du spectre, la résonance $\Delta(1232)P_{33}$, a une énergie d'excitation d'environ 300 MeV et se situe donc déjà *au-dessus* du seuil de création d'un pion ($E_S \approx 145$ MeV). La décroissance par interaction forte est de ce fait ouverte et le nucléon excité ne survivra que pendant un temps très bref, de l'ordre de 10^{-23} s. En vertu des inégalités d'Heisenberg, il s'ensuit que tous les états excités du nucléon ont des largeurs typiques de 100-300 MeV ($\Gamma \sim \hbar/\tau$).

Si l'on dispose de photons couvrant un large domaine en énergie et d'un dispositif expérimental performant, on peut mesurer un grand nombre d'états finaux et accéder au rapport d'embranchement des états excités dans les différents canaux ouverts. En outre, certains de ces canaux sont très sélectifs et jouent le rôle de filtre vis-à-vis des résonances. Tel est le cas de la voie ηp qui permet un accès privilégié à une résonance particulière, la $N(1535)S_{11}$. Les canaux avec production d'un méson isoscalaire $I=0$ (η , K) permettent quant à eux de simplifier le mécanisme de réaction en éliminant les résonances Δ ($I=3/2$).

La photoproduction de mésons permet donc *en principe* d'accéder à *toutes* les caractéristiques des états excités du nucléon : masse, largeur, amplitudes électromagnétiques et rapports d'embranchement vers les différents canaux.

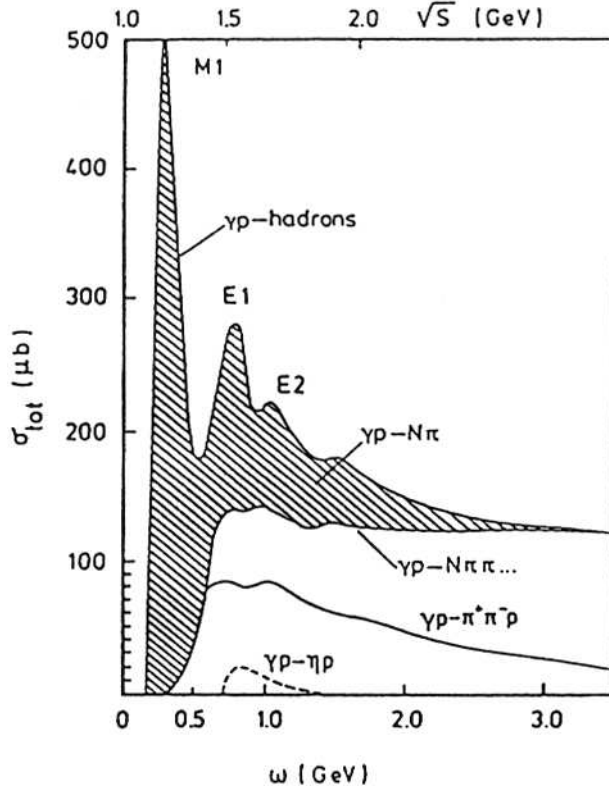


FIG. 6 – Section efficace totale de réaction γp en fonction de l'énergie du photon incident. Les contributions dominantes de photoproduction d'un ou plusieurs pions sont également représentées.

larges et leur superposition les rend “invisibles”. Au-delà de $E_\gamma \sim 3 \text{ GeV}$, on sort du domaine des résonances nucléoniques et la production de mésons est dominée par l'échange de mésons dans la voie t . La section efficace tend alors vers un plateau et reste pratiquement constante jusqu'aux énergies les plus élevées mesurées ($W \approx 100 \text{ GeV}$) [6].

On peut noter que les valeurs de σ_{tot} sont relativement faibles, dans la gamme de la centaine de μbarn pour les canaux dominants, et seulement de $15 \mu\text{b}$ à la résonance pour le canal ηp , aussi représenté sur la figure. C'est la seule conséquence “défavorable” liée à l'emploi de la sonde électromagnétique qui se traduit par de faibles taux de comptage et partant de fortes contraintes expérimentales.

Au vu de la figure 6, il est facile de mesurer les difficultés qui nous attendent pour extraire les informations recherchées. À chaque énergie, plusieurs contributions résonantes doivent être prises en compte et la situation empire à mesure qu'on monte en énergie. Ainsi, contrairement à la spectroscopie atomique ou nucléaire pour lesquelles les états sont parfaitement résolus et peuvent être étudiés individuellement, l'extraction des paramètres des états excités du nucléon impose le recours à des analyses en ondes partielles très complexes afin de déconvoluer les différents termes.

La figure 6 donne l'allure de la section efficace totale de réaction γp en fonction de l'énergie du photon incident, ainsi que celles des canaux de production d'un ou plusieurs π qui sont les contributions dominantes. L'échelle supérieure donne l'énergie totale dans le centre de masse $W = \sqrt{s}$; elle correspond aussi à l'échelle de masse des états excités. Au-dessus du seuil de création d'un pion ($E_S \approx 145 \text{ MeV}$), la section efficace totale croît brutalement pour atteindre un maximum à $\sim 1230 \text{ MeV}$. Cette première structure qui est aussi la plus marquée et la mieux séparée correspond bien sûr à la résonance $\Delta(1232)P_{33}$. Pour des énergies E_γ comprises entre 500 et 1100 MeV, on distingue deux autres “bosses” appelées régions de la deuxième et troisième résonance. Ces structures plus larges se recouvrent assez fortement et, contrairement à la région de la première résonance, résultent chacune de plusieurs contributions. Pour des énergies supérieures, hormis un léger épaulement aux environs de 1500 MeV, on n'observe plus de structure et la section efficace devient lisse. Dans cette région, les résonances sont à la fois plus denses et plus

2.2 De la mesure au spectre : extraction des paramètres des résonances

Le paragraphe précédent, en soulignant le recouvrement des résonances et la nécessaire prise en compte de plusieurs états à chaque énergie, ne nous a donné qu'un avant-goût du problème. En effet, à ces multiples contributions résonantes vient se superposer un fond *non résonant*, peu ou pas connu, qui varie avec l'énergie et, suivant les canaux, peut être plus ou moins important. En conséquence, l'extraction des paramètres des résonances à partir des données expérimentales est d'une difficulté immense et c'est un domaine à part entière auquel contribuent de nombreux groupes dans le monde. Différentes approches ont été développées qui ont en commun d'extraire les paramètres à partir d'ajustement sur les données, au prix d'un recours massif aux ordinateurs. Ce sujet très technique nécessiterait un ouvrage à lui seul et je me contenterai de broser à grand trait les points essentiels.

Analyses en ondes partielles

Un des modèles d'analyse les plus couramment utilisés et aussi un des plus anciens est connu sous le nom de SAID [7]. SAID est à la fois une base de données, qui inclut en particulier l'ensemble des résultats de photoproduction d'un pion sur le proton ($\gamma p \rightarrow \pi^0 p, \pi^+ n$) et sur le neutron ($\gamma n \rightarrow \pi^0 n, \pi^- p$), et une "usine" à analyse en ondes partielles, une nouvelle solution étant produite assez régulièrement au gré des nouvelles données. La méthode utilisée consiste à extraire les multipoles (amplitudes de diffusion classées suivant le moment angulaire) d'une réaction particulière, en prenant pour valeurs des énergies et des largeurs des états excités celles mesurées à partir de la diffusion πN . Une fois les multipoles obtenus, un second ajustement permet de séparer les parties résonantes (plusieurs états peuvent contribuer dans le même multipole) et le fond non résonant. Cette approche, indépendante d'un modèle particulier, a le mérite d'être une des plus générales.

La plupart des autres approches reposent sur des modèles de type *isobarique* qui décrivent la réaction avec un lagrangien effectif, en ne considérant que les diagrammes principaux en "arbre" [8]. Ceux-ci sont présentés sur la figure 7, dans le cas de la photoproduction d'un pion et pour les différentes voies cinématiques (s,t,u). Les deux diagrammes du haut correspondent aux termes de Born (non résonant) des contributions directes (voie s) et croisées (voie u) ; le diagramme du milieu représente l'échange de mésons vecteurs ρ et ω dans la voie t ; et la ligne du bas l'excitation des résonances nucléoniques dans les voies s et u. Dans la grande majorité des modèles, chaque résonance est décrite par une amplitude de Breit-Wigner et l'amplitude associée au diagramme de Feynman correspondant peut s'écrire sous la forme :

$$A = A_{1/2,3/2} \frac{\Gamma_{tot} W_R}{W_R^2 - W^2 - i W_R \Gamma_{tot}} \beta_\pi f_{\pi N}(W)$$

où W est l'énergie totale CM, W_R et Γ_{tot} la masse et la largeur totale de la résonance ; $A_{1/2,3/2}$ sont les amplitudes d'excitation électromagnétiques, $f_{\pi N}(W)$ une fonction décrivant la décroissance de la résonance considérée et β_π le rapport d'embranchement de cet état dans le canal πN .

Pour chaque résonance, on a donc cinq (quatre pour $J=1/2$) paramètres libres à fixer : les amplitudes électromagnétiques, W_R , Γ_{tot} et β_π , auxquels viennent s'ajouter ceux des termes de Born. En considérant une dizaine de résonances, on aboutit donc rapidement à des dizaines de paramètres libres ! On s'en doute, la qualité des données (précision et couverture angulaire) est une absolue nécessité.

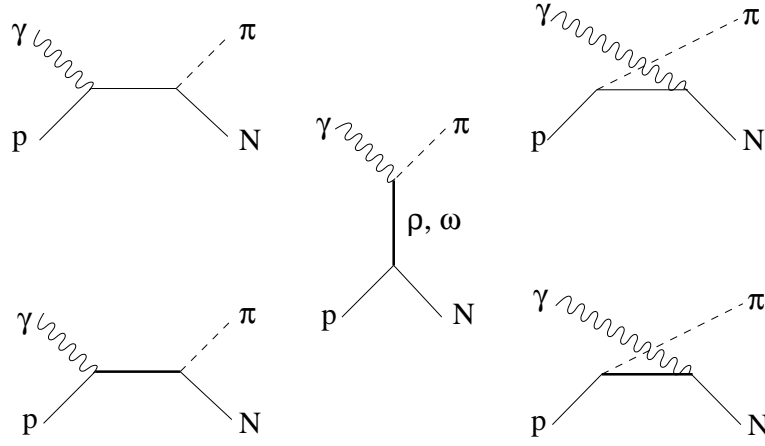


FIG. 7 – Diagrammes de Feynman décrivant la photoproduction d'un pion sur le proton.

Les analyses récentes s'orientent de plus en plus vers la prise en compte simultanée de plusieurs canaux grâce au développement de modèles en canaux couplés [9, 10, 11]. C'est une approche très intéressante car elle permet d'inclure dans un même formalisme différentes réactions de photoproduction mais aussi les expériences de diffusion πN . On obtient ainsi des contraintes supplémentaires d'une part sur les rapports d'embranchement d'une même résonance dans les différents canaux et d'autre part via les symétries de croisement des diagrammes.

Enfin, parmi les raffinements récents, il faut noter les approches dans lesquelles le modèle d'analyse de la réaction est construit autour d'un modèle du nucléon [12], permettant ainsi d'établir un lien direct entre la mesure et les paramètres du modèle choisi.

La polarisation

Un autre angle d'attaque consiste à utiliser le degré de liberté de spin des particules et à mesurer, en plus des sections efficaces non polarisées, des variables dites de *polarisation*. Pour cela, il faut disposer d'un faisceau et/ou d'une cible polarisée ou bien encore mesurer la polarisation de recul d'une particule produite lors de la réaction. C'est un outil particulièrement puissant – une “arme d'extraction massive” en quelque sorte – pour contraindre les analyses et accéder en particulier aux contributions résonantes de faible amplitude.

La section efficace, somme du module carré de toutes les amplitudes, est peu sensible aux contributions minoritaires. Qui plus est, cette observable est une quantité absolue pour laquelle le contrôle des erreurs systématiques est délicat, ce qui rend l'extraction des petites amplitudes d'autant plus incertaine. Les variables de polarisation sont quant à elles des interférences entre amplitudes et une petite contribution peut être amplifiée grâce au produit avec une amplitude dominante, devenant ainsi un terme sensible pour la variable considérée. En outre, les variables de polarisation sont des quantités “relatives” et s'obtiennent sous forme de rapports permettant d'éliminer la plupart des sources d'erreurs systématiques. Un vrai “cas d'école” est réalisé dans la réaction de photoproduction du méson η qui sera discutée ci-après (cf 3.2).

La base de données des réactions de photoproduction de mésons, sur laquelle s'appuient les analyses en ondes partielles, s'est considérablement enrichie ces dernières années grâce au démarrage de nouvelles installations combinant des détecteurs performants à grand angle solide avec des faisceaux et/ou des cibles polarisés. Des milliers de points de mesure précis de sections efficaces et de diverses variables de polarisation sont dorénavant

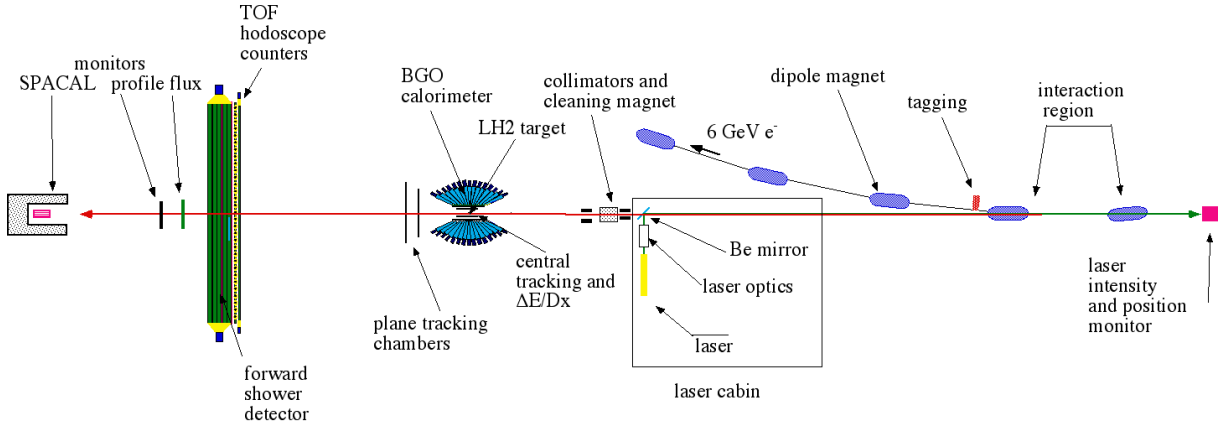


FIG. 8 – Plan d'ensemble de l'installation GRAAL (le dessin n'est pas à l'échelle).

disponibles et de nombreuses expériences sont en cours d'analyse. GRAAL est un de ces dispositifs que nous allons maintenant découvrir. Un intermède de détente après ces pages denses.

2.3 Le dispositif expérimental GRAAL

Les performances et caractéristiques de cette installation sont décrites en détails dans de nombreux documents [13, 14, 15, 16, 17].

Le dispositif GRAAL (fig. 8) est installé auprès de la source de rayonnement synchrotron de Grenoble, l'ESRF (European Synchrotron Radiation Facility). Il est basé sur un faisceau de photons γ polarisé et "étiqueté", produit par diffusion Compton inverse de photons laser sur les électrons de 6,03 GeV circulant dans l'anneau de stockage, d'une circonférence de 844 m. Les photons rétrodiffusés sont émis dans un cône étroit et vont frapper une cible d'hydrogène ou de deutérium liquide située à environ 40 m de la zone d'interaction, avant d'être stoppés par un détecteur qui fait office d'arrêt de faisceau.

Le faisceau Compton

Dans le cas de la diffusion Compton de photons de basse énergie sur des électrons ultra-relativistes, l'énergie des photons en fonction de leur angle de diffusion est donnée par l'expression suivante :

$$E_\gamma = \frac{4\gamma^2 E_L}{1 + \frac{4\gamma E_L}{m_e} + \theta^2 \gamma^2} \quad (1)$$

où θ est l'angle entre le photon diffusé et la direction de l'électron incident, γ est le facteur de Lorentz de l'électron (≈ 12000 pour un faisceau de 6 GeV), E_L est l'énergie du photon incident et m_e la masse de l'électron.

Conformément à l'expression (1), l'énergie maximale (front Compton) des photons diffusés est obtenue pour une diffusion à 180° ($\theta=0^\circ$) et dépend de la longueur d'onde du photon incident. Lors des prises de données, deux longueurs d'onde du laser argon ont été principalement utilisées : la raie verte à 514 nm donnant un front Compton aux environs de 1100 MeV, et une raie ultraviolette à 351 nm permettant d'atteindre une énergie maximale proche de 1500 MeV.

Le spectre en énergie simulé des photons est présenté sur la figure 9 dans le cas de la raie verte ($\lambda=514$ nm). La distribution initiale (histogramme vide) est comparée à celle

obtenue au niveau de la cible (histogramme hachuré). La coupure à basse énergie est due à la collimation (les basses énergies sont émises aux grands angles), et la baisse globale d'intensité, aux différentes épaisseurs de matériau traversées par le faisceau avant la cible.

L'énergie de chaque photon est fournie par le détecteur d'étiquetage (tagging) qui permet de mesurer l'énergie de l'électron diffusé après la collision. Cet instrument est situé juste après le dipole de sortie de la zone d'interaction (fig. 8) et mesure la position de l'électron x_e grâce à un détecteur silicium micropistes.

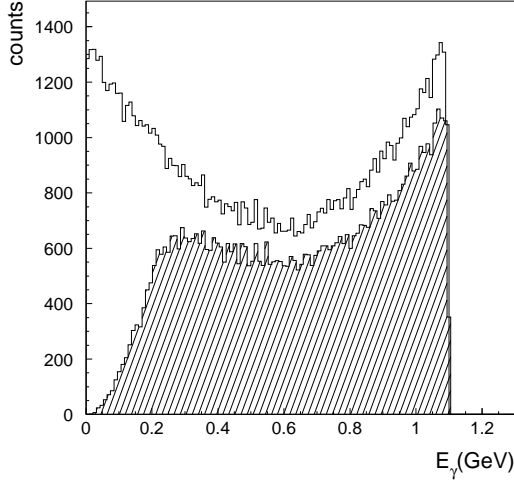


FIG. 9 – Spectre en énergie des photons γ pour la raie à 514 nm.

Connaissant x_e , on peut facilement remonter à l'énergie du photon E_γ par la formule suivante :

$$E_\gamma = E_e \frac{x_e}{a_0 + x_e} \quad (2)$$

E_e étant l'énergie du faisceau d'électrons et a_0 un facteur géométrique. Le front Compton γ correspond à la déviation maximale des électrons. Inversement, la distance minimale entre le détecteur micropistes et le faisceau d'électrons détermine la plus petite énergie "étiquetable". Compte-tenu de l'épaisseur de la boîte à vide et de l'écartement minimum autorisé avec le faisceau, cette distance est d'environ 15 mm et elle induit un seuil en énergie à ~ 550 MeV.

Un atout majeur de la diffusion Compton – en particulier par rapport à la technique concurrente du rayonnement de freinage (bremsstrahlung) produit lors de la traversée d'électrons relativistes dans un "radiateur" – est qu'elle permet d'obtenir aisément des photons γ fortement *polarisés*. Il suffit pour cela de polariser le faisceau laser au moyen d'éléments optiques standard (lames $\lambda/2$ et $\lambda/4$).

La polarisation du faisceau γ s'obtient à partir de la formule de Klein-Nishina et a été calculée pour la première fois dans le cas particulier de collisions très asymétriques par Arutyunian *et al.* dans les années 60 [18]. La dépendance en énergie du degré de polarisation linéaire est présentée sur la figure 10, pour les deux longueurs d'onde utilisées ($\lambda=514$ nm et 351 nm) et un faisceau laser polarisé à 100%. La polarisation est proche de 100% au front Compton (respectivement 98 et 96% pour les raies verte et UV) et décroît doucement avec l'énergie jusqu'à un minimum d'environ 20% à l'énergie seuil ("tagging threshold"). En combinant les deux raies, on peut maintenir un degré de polarisation $\gtrsim 50\%$ sur l'ensemble du domaine utile en énergie, performance impossible à atteindre pour les faisceaux type "Bremsstrahlung".

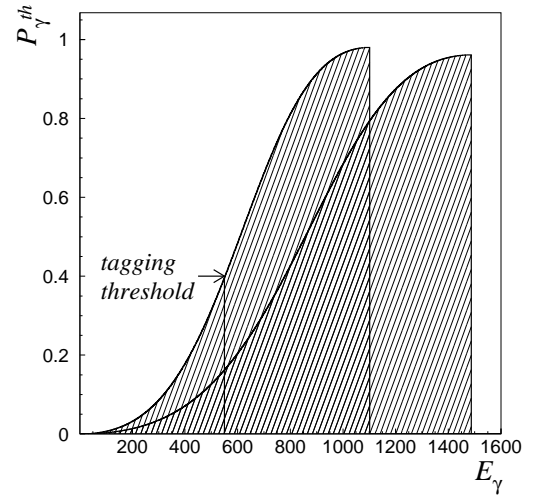


FIG. 10 – Polarisation linéaire du faisceau γ pour les raies verte $\lambda=514$ nm et UV $\lambda=351$ nm. Le seuil en énergie introduit par le système d'étiquetage (tagging threshold) est aussi montré.

Le détecteur 4π LA γ RANGE

Afin d'utiliser au mieux les qualités de ce faisceau γ , un détecteur de géométrie 4π pouvant mesurer l'ensemble des particules neutres et chargées produites lors des réactions de photoproduction de mésons a été conçu. Un schéma du détecteur LA γ RANGE est présenté sur la figure 11.

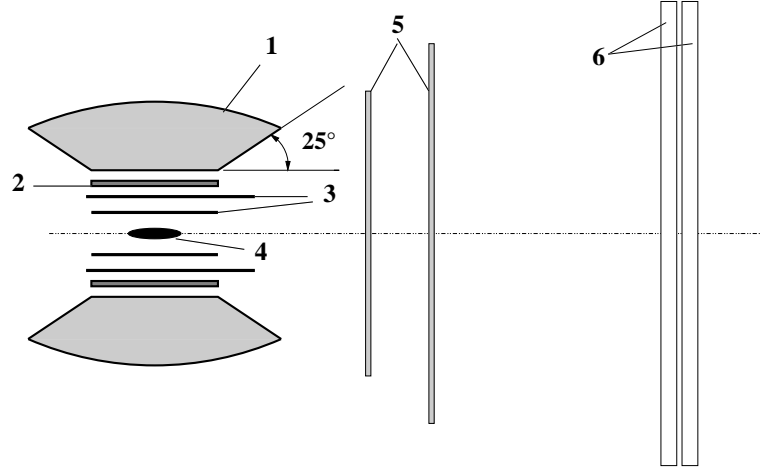


FIG. 11 – Schéma du détecteur LA γ RANGE : calorimètre BGO (1), scintillateurs plastique (2), chambres à fils cylindriques (3), cible LH2/LD2 (4), chambres à fils planes (5), hodoscope de scintillateurs plastique (6) (le dessin n'est pas à l'échelle).

Le détecteur est subdivisé en deux parties : une partie centrale basée sur un calorimètre BGO ($25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$) et un “bouchon” qui permet de couvrir les angles avant ($\theta \leq 25^\circ$).

La trace des particules chargées est mesurée par un ensemble de chambres proportionnelles multifils (MWPC). Deux chambres à géométrie cylindrique permettent de couvrir la région centrale tandis que les angles avant sont mesurés grâce à deux chambres planes. L'identification des particules chargées (π^\pm , K, p) est obtenue par les techniques standard de perte d'énergie (dE/dx) et temps de vol (ToF), ces informations étant fournies soit par un tonneau soit par un double hodoscope, tous deux faits de scintillateurs plastique.

Le calorimètre BGO, composé de 480 cristaux de germanate de bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), mesure les photons γ avec une excellente résolution en énergie $\sim 3\%$ et sur un très large domaine angulaire ($25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ et $0^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$). Sa segmentation (15 couronnes en θ et 32 en ϕ) permet en outre de remonter à la direction des photons. Ce détecteur permet également de détecter les neutrons avec une bonne efficacité ($\sim 40\%$).

Une cible d'hydrogène liquide ($T=18\text{ K}$) de 4 cm de diamètre et dont la longueur peut aller jusqu'à 12 cm est utilisée pour étudier les réactions sur le proton. Cette cible peut aussi être remplie de deutérium liquide ce qui permet, en l'absence de cibles de neutrons, d'avoir quand même accès aux réactions de photoproduction sur le neutron. Il faut toutefois prendre en compte les effets nucléaires qui, même pour le deuton, sont loin d'être négligeables.

2.4 Le pré carré de GRAAL

Pour conclure ce chapitre, je voudrais revenir sur le domaine accessible à l'expérience GRAAL pour souligner la conjonction remarquable entre une région du spectre particulièrement intéressante et des performances expérimentales uniques.

Côté spectre.

Nous avons vu que le spectre en énergie du faisceau γ s'étend de 550 à 1500 MeV, ce qui correspond à des énergies totales CM de 1400 à ~ 2000 MeV. Conformément à la figure 6, il s'agit donc de la région dite de la deuxième et troisième résonance, intéressante à plusieurs titres :

- En premier lieu, c'est une région du spectre riche en résonances trois ou quatre étoiles (tab. 1), résonances qui sont les états de référence pour les comparaisons avec les modèles du nucléon. Cette partie du spectre a été explorée de façon beaucoup moins systématique que la région de la $\Delta(1232)$ et, malgré leurs statuts, la plupart de ces états sont mal connus dans les états finaux autres que $N\pi$.
- Certaines résonances ont un intérêt tout particulier, comme la $N(1535)S_{11}$, seul état à être fortement couplé au méson η ($b_\eta \approx 50\%$) et dont la nature même est ardemment discutée.
- Enfin, plusieurs seuils de réaction se situent dans la gamme couverte :

Canal	Énergie seuil
$\gamma p \rightarrow \eta p$	707 MeV
$\gamma p \rightarrow K\Lambda, K\Sigma$	911 MeV, 1046 MeV
$\gamma p \rightarrow \rho p$	1086 MeV
$\gamma p \rightarrow \omega p$	1108 MeV
$\gamma p \rightarrow \eta' p$	1446 MeV

Les régions près du seuil ont en général un intérêt en soi car les mécanismes de réaction s'y trouvent simplifiés. L'énergie relative dans le centre de masse est par définition faible et le système méson-nucléon se trouve préférentiellement dans une onde S. L'ouverture de ces nombreux canaux est aussi le garant de la diversité et de la richesse du programme de mesures : le méson η est le sésame de la $N(1535)S_{11}$; les réactions de photoproduction d'étrangeté, très mal connues, sont d'évidence des objectifs à privilégier, sans parler de la production du méson ω pour lequel le tableau établi par le "PDG" (tab. 1) ne fournit *aucune* entrée.

Côté détecteur.

Pour tirer profit de cette situation alléchante, il va de soi qu'il faut un dispositif expérimental "à la hauteur". Le détecteur LA γ RANGE a une géométrie 4π qui lui permet d'intercepter les particules produites lors des réactions dans pratiquement toutes les directions. Les observables peuvent donc être mesurées sur une grande plage angulaire en couvrant en particulier les angles arrière, très sensibles aux contributions des résonances. Sa géométrie cylindrique est par ailleurs parfaitement adaptée à la mesure de la variable de polarisation Σ qui s'obtient par la mesure de la distribution azimutale du plan de réaction.

Il peut détecter aussi bien les particules chargées que les particules neutres, photons ou neutrons. C'est un atout déterminant pour l'analyse des données, les mésons ayant pour la plupart plusieurs modes de décroissance. Le méson η peut par exemple décroître suivant un mode totalement neutre $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ($b_\eta = 39\%$), ou bien avec émission de pions chargés $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ($b_\eta = 22.6\%$). La réaction de photoproduction du méson η peut de ce fait être analysée à partir de deux états finaux différents (nombre et type de particules) ne mettant pas en jeu les mêmes parties du détecteur. Nous avons systématiquement utilisé ce puissant outil *d'auto-vérification* que nous offre la nature, en particulier pour le contrôle de l'acceptance du détecteur lors de la mesure des sections efficaces.

Grâce à ses caractéristiques (faisceau + détecteur), GRAAL permet donc de couvrir la région $E_\gamma=550\text{-}1500$ MeV dans des conditions optimales. Plusieurs autres installations existent à travers le monde dont la plupart utilisent le principe du “Bremsstrahlung” pour générer le faisceau γ : Bonn-ELSA, Mayence-MAMI, CLAS-JLab pour ne citer que les plus importantes. Ces centres disposent aussi de faisceaux polarisés (linéaire et circulaire) mais la technique mise en jeu pour la polarisation linéaire est complexe et les degrés de polarisation n’égale pas ceux de la diffusion Compton. Cette dernière technique est par contre mise à profit dans deux autres laboratoires : le dispositif LEGS auprès du NSLS au Brookhaven National Laboratory (BNL) sur la côte est des États-Unis, et la ligne LEPS à SPRING8 près d’Osaka au Japon. Par une heureuse coïncidence ³, il se trouve que le domaine en énergie des trois faisceaux Compton est complémentaire. LEGS couvre la région de la résonance $\Delta(1232)$ avec une énergie maximale à 470 MeV tandis que LEPS, avec un seuil à ~ 1500 MeV peut accéder aux résonances les plus massives ($E_\gamma^{max} \approx 3$ GeV).

Voilà, le décor est planté. Après ce long mais nécessaire prologue sur les tenants et aboutissants de la spectroscopie du nucléon, la (re)présentation des résultats va pouvoir commencer.

³NSLS et SPRING8 sont deux sources de rayonnement synchrotron, de même nature que l’ESRF. Les énergies des électrons stockés sont respectivement de 2.8 et 8 GeV.

3 Exemples choisis

Plutôt que de faire un survol de l'ensemble des résultats obtenus [19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26], ce qui déborderait le cadre de ce mémoire et risquerait d'être assez indigeste, j'ai sélectionné quelques exemples, chacun apportant un éclairage spécifique sur le programme d'expériences auquel j'ai contribué depuis plus de dix ans. Au travers des quatre thèmes choisis, je décrirai ainsi les différentes observables mesurées et discuterai l'extraction d'un certain nombre de quantités physiques relatives au spectre du nucléon.

3.1 Le rapport E2/M1 de la transition N-Delta ou le nucleon est-il rond ?

Cette première mesure a été obtenue avec le dispositif LEGS au BNL, laboratoire où j'ai effectué un séjour de dix-huit mois avant le démarrage du projet GRAAL. Cette installation couvre la région de la résonance $\Delta(1232)$ et le programme d'expériences auquel j'ai participé était consacré à l'étude de la transition électromagnétique $N \rightarrow \Delta$.

3.1.1 Interaction tenseur et transition quadrupolaire électrique

La mesure de la distribution de charge et de magnétisation des noyaux – dont le plus léger d'entre eux, le proton – est un domaine fécond de la physique nucléaire qui a permis de récolter une somme d'informations sur l'interaction forte et la structure des noyaux. De fait, la forme d'un objet composite est le reflet de la nature des interactions entre ses composants. Un exemple célèbre nous est donné par le moment quadrupolaire électrique du deuton Q_d .

Par définition, le moment quadrupolaire d'une distribution de charge à symétrie sphérique est nul. On s'attendrait donc à ce que Q_d , valeur moyenne de l'opérateur moment quadrupolaire sur le fondamental du deuton ($L=0$), soit également nul. Or, dès 1939, Kellog, Rabi, Ramsey et Zacharias ont pu montrer en étudiant les niveaux hyperfins du spectre atomique du deutérium que son moment quadrupolaire, bien que faible, n'est pas nul ($Q_d \approx 2 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$). Pour rendre compte de ce résultat, on a été amené à introduire un terme *tenseur*, basé sur les spins, dans l'interaction nucléon-nucléon. Grâce à ce terme d'interaction non centrale, un certain pourcentage d'onde D ($L=2$, environ 4 %) peut être incorporé à la fonction d'onde majoritairement S du fondamental afin de reproduire le moment quadrupolaire observé.

En parfaite analogie avec le deuton, la mesure du moment quadrupolaire du proton devrait permettre de tester l'existence d'une interaction de nature tenseur entre quarks. Mais il existe une différence fondamentale entre ces deux objets qui, combinée aux subtilités de la mécanique quantique, a de profondes conséquences : le deuton a un spin de 1 alors que le proton est un fermion de spin 1/2. L'application du théorème de Wigner-Eckart sur les valeurs des opérateurs tensoriels irréductibles nous rappelle que, même si la fonction d'onde du proton n'a pas une symétrie sphérique, la valeur du moment quadrupolaire pour une particule de spin 1/2 est forcément nulle. Impossible donc de mesurer un éventuel moment quadrupolaire du proton par son influence sur les orbitales électroniques de l'atome d'hydrogène comme dans le cas du deuton.

Il existe cependant une alternative pour remonter à l'information recherchée qui consiste à mesurer la *transition électromagnétique* entre le fondamental et un état excité. Dans le cas de la résonance $\Delta(1232)$, compte-tenu de ses nombres quantiques, seules deux types de

transition peuvent exister : dipolaire magnétique M1 ou quadrupolaire électrique E2. Il se trouve que la transition $N \rightarrow \Delta(1232)$ est majoritairement dipolaire magnétique, ce qui s'interprète dans le cadre du modèle des quarks constituants comme un "spin-flip" d'un des quarks. Par contre, pour qu'une transition quadrupolaire électrique soit possible, il faut nécessairement qu'il existe une composante $L=2$ dans la fonction d'onde du nucléon et de la Δ . La mesure du rapport E2/M1 de la transition $N \rightarrow \Delta(1232)$ donne ainsi un moyen indirect de tester l'existence d'une interaction tensorielle entre quarks. En d'autres termes, de savoir si le nucléon est rond.

3.1.2 Mesure de l'asymétrie faisceau Σ

Le rapport E2/M1 est une quantité très faible dont la mesure est considérablement plus difficile que celle de Q_d . Une variable de polarisation joue un rôle primordial dans l'extraction de ce rapport, l'asymétrie faisceau Σ . Nous allons maintenant rappeler le principe de sa mesure.

Pour un faisceau polarisé linéairement, de polarisation P_γ , la section efficace différentielle à énergie donnée s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_0 [1 + P_\gamma \Sigma(\theta) \cos 2(\varphi - \varphi_\gamma)] \quad (3)$$

où $(d\sigma/d\Omega)_0$ est la section efficace différentielle non polarisée, φ est l'angle azimutal du plan de réaction et φ_γ , la direction du champ électrique du photon. En mesurant successivement en polarisation verticale ($\varphi_\gamma = 90^\circ$) puis horizontale ($\varphi_\gamma = 0^\circ$), on peut obtenir les deux distributions suivantes :

$$N_V(\varphi) = N_0 \epsilon(\varphi) [1 + P_\gamma \Sigma \cos(2\varphi)] \quad (4a)$$

$$N_H(\varphi) = N_0 \epsilon(\varphi) [1 - P_\gamma \Sigma \cos(2\varphi)] \quad (4b)$$

où $\epsilon(\varphi)$ est l'efficacité azimutale de l'appareillage. En combinant les expressions ci-dessus, on peut construire la somme et le rapport suivants :

$$N_V(\varphi) + N_H(\varphi) = N_0 \epsilon(\varphi) \quad (5)$$

$$\frac{N_V(\varphi) - N_H(\varphi)}{N_V(\varphi) + N_H(\varphi)} = P_\gamma \Sigma \cos(2\varphi) \quad (6)$$

L'équation (5) nous indique que la seule dépendance azimutale pour un faisceau non polarisé (même nombre de photons dans les deux états orthogonaux vertical et horizontal) vient d'éventuelles inefficacités de l'appareillage. Le rapport (6), duquel l'efficacité disparaît, a une dépendance azimutale connue dont l'amplitude est directement proportionnelle à Σ . En mesurant cette distribution et connaissant P_γ , on peut ainsi accéder à Σ .

3.1.3 Extraction du rapport E2/M1

Comparée aux autres résonances, l'étude de la $\Delta(1232)$ se trouve simplifiée pour au moins deux raisons. D'une part, elle est naturellement isolée (l'état le plus proche, la P11(1440), se trouve à plus de 200 MeV); l'influence des autres résonances est donc

faible. D'autre part, dans cette gamme d'énergie, seuls les canaux de production d'un pion ($\pi^0 p$ et $\pi^+ n$) sont ouverts, ce qui simplifie notablement la situation. De ce fait, la mesure du rapport $E2/M1$ a pu être réalisée en étudiant simultanément tous les canaux de décroissance possibles : les réactions de photoproduction d'un pion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ et $\pi^+ n$ ainsi que la diffusion Compton $\gamma p \rightarrow \gamma p$. Pour ces trois canaux, la section efficace différentielle ainsi que l'asymétrie faisceau ont été extraites.

L'existence d'une transition $E2$ se manifeste par une modification des distributions angulaires de ces réactions. Toutefois, l'effet attendu étant de quelques % au niveau des sections efficaces, il est particulièrement difficile à mettre en évidence. En outre, une extraction quantitative à partir de ces mesures *absolues* est toujours sujette à caution en raison des erreurs systématiques, difficiles à maîtriser. Au contraire, la variable de polarisation Σ , mesure relative obtenue à partir d'un rapport, est ipso facto débarrassée de la plupart des erreurs systématiques. Comme le montre la figure 12, elle est aussi très sensible au pourcentage de l'amplitude $E2$ lorsque le pion est émis vers 90° .

Grâce à cet ensemble de conditions très favorables et après de longues années d'analyse méticuleuse, une valeur précise du rapport $E2/M1$ a été obtenue [27, 28] :

$$E2/M1 = -(3,1 \pm 0,3 \text{ (stat.+syst.)} \pm 0,2 \text{ (modèle)})\%$$

En plus de l'erreur habituelle provenant de la statistique de la mesure et des incertitudes de nature systématique, une deuxième erreur, liée à la méthode d'extraction du rapport $E2/M1$, est donnée.

De cette analyse, on peut conclure que, non seulement le proton n'est pas sphérique, mais que la résonance Δ a une déformation de type oblate avec un moment quadrupolaire associé :

$$Q(\Delta) = -(0,153 \pm 0,013 \text{ (stat.+syst.)} \pm 0,048 \text{ (modèle)}) \text{ fm}^2$$

On retiendra aussi que lorsque les contraintes sont fortes, c'est-à-dire que la base de données comporte des mesures précises avec une combinaison section efficace-variable de polarisation d'une part, et que d'autre part plusieurs réactions sont prises en compte simultanément, une extraction fiable et précise des paramètres des résonances est possible.

3.2 Le rapport d'embranchement $N(1520)D_{13} \rightarrow \eta p$: le triomphe de l'asymétrie faisceau Σ

Ce deuxième résultat revêt pour moi une importance particulière. Il correspond à la toute première publication de la collaboration GRAAL et concerne la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$, une des moins connues au démarrage de notre projet mais aussi une des plus convoitées. Nous avons pu ainsi mesurer pour la première fois l'asymétrie faisceau, mais aussi étendre

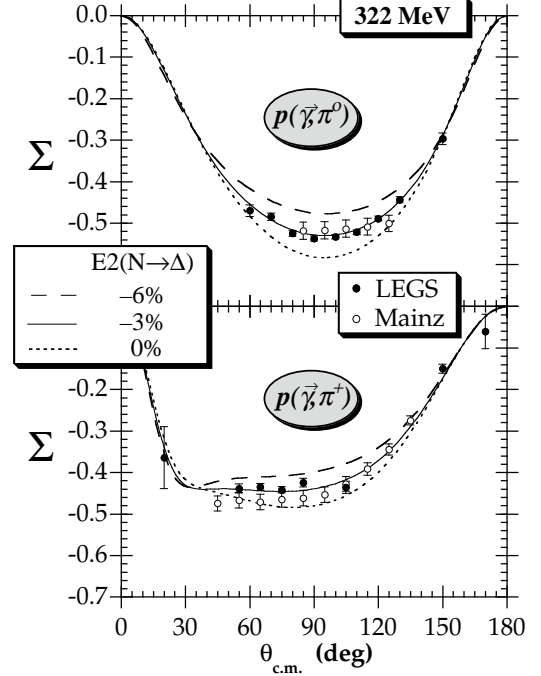


FIG. 12 – Asymétrie faisceau Σ pour les réactions $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ et $\pi^+ n$ près du pic de la résonance $\Delta(1232)$. Les résultats de LEGS (cercles noirs) sont comparés à ceux d'une expérience réalisée à Mayence (cercles blancs) [29]. Les courbes montrent le résultat d'une analyse en ondes partielles pour différentes valeurs du rapport $E2/M1$.

la mesure de section efficace différentielle de nos collègues de Mayence, limitée au seuil de cette réaction. Ces deux résultats originaux et marquants font du canal ηp l’emblème du dispositif GRAAL.

Au hit-parade des réactions de photoproduction de mésons, ce canal serait sans doute classé “second best” après la production d’un pion près du seuil discutée dans le paragraphe précédent. La situation est en effet très analogue avec un mécanisme de réaction simple : un fond non résonant très faible et, au premier ordre, une seule contribution résonante, la $S_{11}(1535)$. Comme nous allons le voir, la mesure de l’asymétrie faisceau Σ dans ce contexte favorable a permis d’obtenir la mesure originale du rapport d’embranchement de la résonance $D_{13}(1520)$ dans la voie ηp .

3.2.1 La réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$

Même avec les données peu précises obtenues dans les années 60, il avait été établi qu’une seule résonance était fortement couplée au méson η , la $S_{11}(1535)$ ($b_\eta \approx 50\%$). Les premières données de nouvelle génération obtenues à Mayence [30] ont permis de confirmer ce résultat grâce à la mesure précise de la section efficace différentielle et totale près du seuil (700-800 MeV). Les données de GRAAL, obtenues dans le cadre de la thèse de Frédéric Renard [31], ont ensuite étendu ces mesures jusqu’à 1100 MeV [19, 21], obtenant ainsi pour la première fois une couverture complète de la région de la résonance $S_{11}(1535)$ ⁴. La section efficace totale de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ (fig. 13), avec sa forme en cloche caractéristique, permet ainsi de “voir” directement cette résonance.

Question : la $D_{13}(1520)$ dont la masse est à quelques MeV près égale à celle de la $S_{11}(1535)$ contribue-t-elle aussi dans le canal ηp ? Si oui, sa présence va se manifester par une modification des distributions angulaires de la réaction. Notamment, la section efficace différentielle, isotrope dans le cas d’une onde S, devrait exhiber une certaine dépendance angulaire. Bien que très faible, cet effet a pu être décelé grâce à la grande précision des données de Mayence [30]. Cependant, compte-tenu de la faiblesse de l’effet observé et des incertitudes inhérentes aux sections efficaces, aucune extraction quantitative n’avait pu être obtenue.

3.2.2 Extraction de $b_\eta(D_{13}(1520))$

Afin de montrer le rôle déterminant de Σ dans l’extraction du rapport d’embranchement $b_\eta(D_{13}(1520))$, je m’appuierai sur une analyse en ondes partielles développée par Tiator, Drechsel, Knöchlein et Bennhold [32]. Leur approche, basée sur la dominance de la résonance $S_{11}(1535)$ – et donc valide uniquement à basse énergie –, permet d’aboutir à des expressions générales des variables physiques, indépendantes d’un modèle particulier. En ne considérant que les deux résonances $S_{11}(1535)$ et $D_{13}(1520)$ et en ne retenant que les termes associés à l’onde S et à son interférence avec l’onde D, on aboutit aux expressions simplifiées suivantes pour la section efficace différentielle et l’asymétrie faisceau :

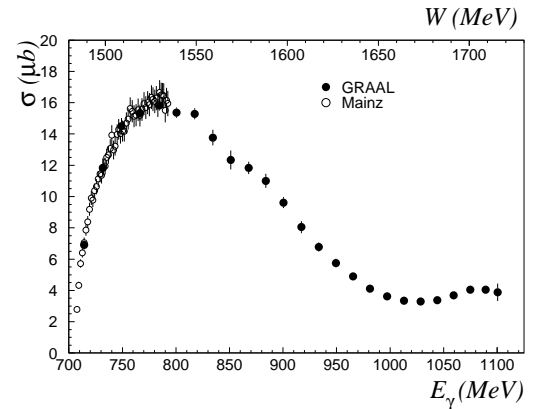


FIG. 13 – Section efficace totale de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. Les résultats de GRAAL (cercles noirs) sont comparés à ceux obtenus précédemment à Mayence près du seuil.

⁴Les valeurs d’asymétrie faisceau et de section efficace différentielle sont maintenant finalisées jusqu’à 1500 MeV et seront publiées dans un avenir proche.

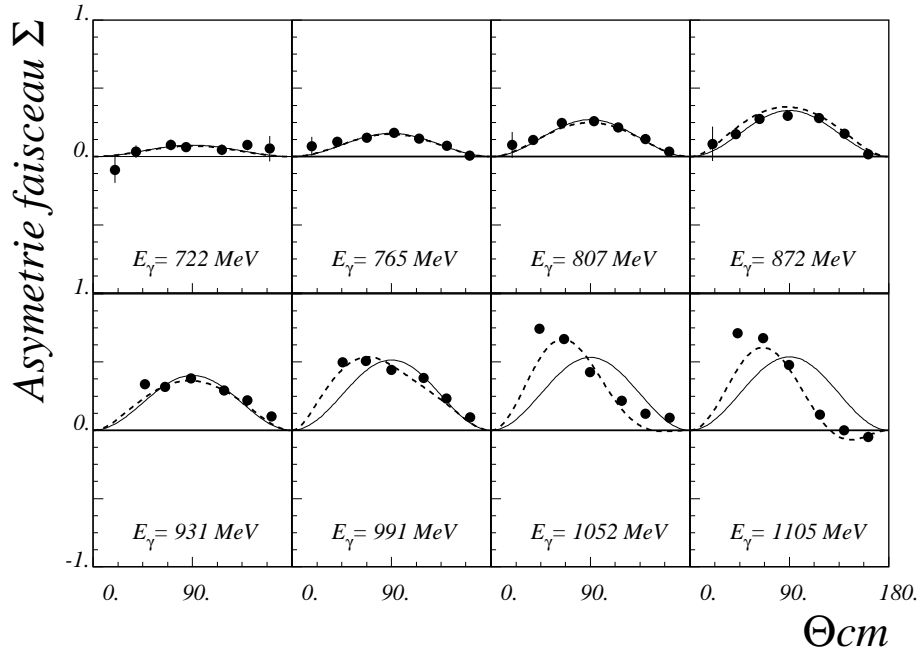


FIG. 14 – Asymétrie faisceau Σ de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ du seuil à environ 1100 MeV. La courbe en trait plein correspond à la fonction $\sin^2\theta$.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{q_\eta}{k} \{a + c \cos^2 \theta\}, \\ \Sigma &= f \sin^2 \theta, \end{aligned}$$

où q_η et k sont respectivement l'impulsion dans le centre de masse du η et du γ , et

$$\begin{aligned} a &= |E_0|^2 - \text{Re}[E_0^*(E_2 - 3M_2)], \\ c &= 3 \text{Re}[E_0^*(E_2 - 3M_2)], \\ f &= \frac{3}{a+c/3} \text{Re}[E_0^*(E_2 + M_2)]. \end{aligned}$$

où E_0 et $[E_2, M_2]$ (E pour électrique, M pour magnétique) sont les multipoles associés respectivement à la $S_{11}(1535)$ et à la $D_{13}(1520)$. Enfin, nous supposons que ces multipoles sont dépourvus d'une partie non résonante, ce qui est une bonne approximation près du seuil. Ainsi, les multipoles E_2 et M_2 sont non nuls *si et seulement si* la résonance $D_{13}(1520)$ se couple au canal ηp .

La contribution de la $D_{13}(1520)$ se manifeste dans les deux termes a et c apparaissant dans la section efficace différentielle, le premier se traduisant par une variation de l'amplitude totale et le second générant une certaine courbure. Toutefois, la signature de la $D_{13}(1520)$ ne se fait que par le biais de l'interférence avec la $S_{11}(1535)$, ce qui n'induit que de faibles variations par rapport au terme dominant $|E_0|^2$.

La situation est tout autre avec l'asymétrie faisceau Σ . Elle se trouve être directement *proportionnelle* à l'interférence entre les deux résonances. Si la $D_{13}(1520)$ contribue, alors on doit observer une distribution angulaire caractéristique en $\sin^2\theta$; sinon, l'asymétrie est nulle à tout angle. La mesure de Σ , présentée sur la figure 14 du seuil (700 MeV) jusqu'à environ 1100 MeV, confirme sans ambiguïté la première solution, les données étant en parfait accord avec une distribution en $\sin^2\theta$ (courbe en trait plein) jusqu'à environ 900 MeV. Au-delà, on constate que la distribution expérimentale devient de plus en plus disymétrique et piquée aux angles avant : c'est le signal que d'autres contributions résonantes commencent à jouer un rôle.

L'extrême sensibilité de Σ permet ainsi d'extraire précisément les multipoles E_2 et M_2 . Comme par ailleurs les amplitudes d'hélicité de la $D_{13}(1520)$ sont relativement bien connues, Tiator *et al.* ont pu en déduire une mesure du rapport d'embranchement de la $D_{13}(1520)$ dans le canal ηp [32] :

$$b_\eta = (0.08 \pm 0.02)\%$$

Une si petite valeur avec une aussi grande précision... “Trop fort”, comme diraient mes enfants. En conclusion, alors que la $S_{11}(1535)$ décroît une fois sur deux dans la voie ηp , la $D_{13}(1520)$ ne s'aventure à le faire que moins d'une fois sur mille. La Nature essaye manifestement de nous dire quelque chose.

Des analyses réalisées dans le cadre de modèles plus généraux ont été publiées depuis lors [33, 34, 35, 36]. Elles s'accordent toutes sur une contribution de la $D_{13}(1520)$ avec un rapport d'embranchement b_η de l'ordre ou inférieur au %. Par contre, leurs autres conclusions sont parfois en net désaccord comme pour la largeur de la $S_{11}(1535)$ qui va de 112 à 250 MeV suivant le modèle. Cette grande dispersion, d'autant plus surprenante que cette résonance est classée 4* par le “PDG” [6] et qu'il s'agit de la contribution dominante, trouve son origine dans les choix opérés par les différents groupes pour construire leurs modèles : sélection d'une base de données plus ou moins large, traitement du fond non résonant et surtout choix des résonances. En plus des deux résonances discutées, de nombreuses autres se trouvent en effet dans la région voisine en masse : $S_{11}(1650)$, $D_{15}(1675)$, $F_{15}(1680)$... Avec une largeur de ~ 200 MeV, elles peuvent facilement venir jouer les trouble-fête.

À cet égard, l'un des modèles [34] (ligne en tirets sur la figure 14) arrive à une conclusion particulièrement intéressante. Pour reproduire l'ensemble de nos données, Saghai et Li sont en effet amenés à introduire une nouvelle résonance, une troisième S_{11} (venant s'ajouter aux $S_{11}(1535)$ et $S_{11}(1650)$), dont la masse serait 1730 MeV et la largeur 183 MeV. Bien que plusieurs analyses indépendantes basées sur d'autres résultats expérimentaux tendent à conforter ce résultat [37, 38, 39, 9], il reste encore controversé.

3.3 A la recherche des pentaquarks : la photoproduction du méson η sur le neutron

Ce troisième sujet, de loin le plus médiatique, nous a tenu en haleine de juillet 2003, date de publication de deux articles décrivant la toute première observation d'une particule ayant les nombres quantiques d'un *pentaquark*, le Θ^+ , à l'été 2005 quand les résultats de nouvelles expériences beaucoup plus précises ont infirmé les précédents et sérieusement mis en cause le candidat pentaquark.

3.3.1 La “découverte” du Θ^+

Comme nous l'avons signalé dans le chapitre sur les enjeux, la question de l'existence de configurations autres que qqq pour les baryons ou $q\bar{q}$ pour les mésons est centrale à notre domaine, rien n'interdisant de tels états dans QCD du moment qu'ils ne sont pas “colorés”. Une des études théoriques les plus complètes explorant la possibilité d'obtenir des états stables à 5 quarks a d'ailleurs été effectué par un groupe de théoriciens du LPSC [40]. Cette étude avait abouti à la prédiction de l'existence possible de tels états avec des contenus en quarks $\overline{Q}uuds$, $\overline{Q}ddus$ ou $\overline{Q}ssud$, Q étant un quark lourd c ou b. Des

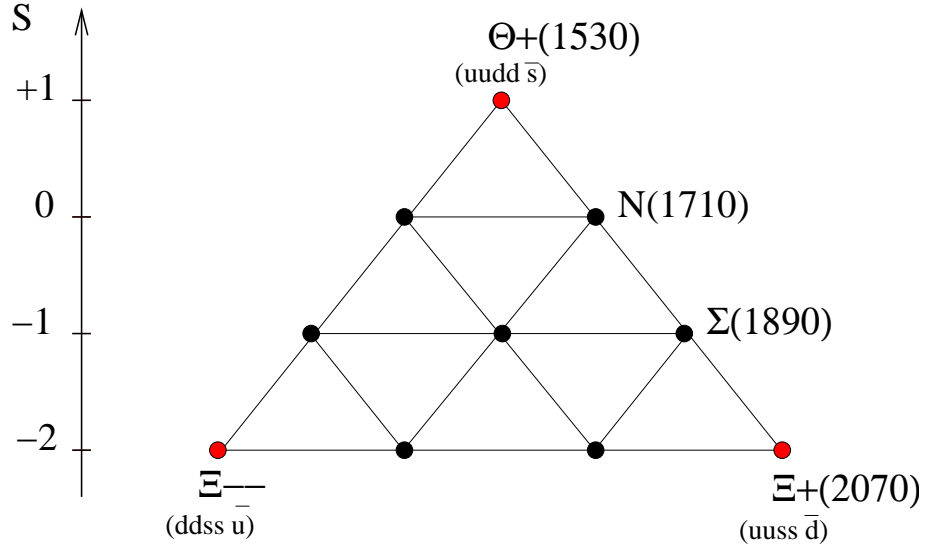


FIG. 15 – Antidécuplet de baryons ($J^P=1/2^+$) prédit par le modèle de soliton chiral [47]. Les états en rouge correspondent à des états exotiques.

expériences, menées aussi par un groupe du LPSC dans le cadre de la collaboration WA89 [41], avaient tenté de vérifier cette prédiction mais en vain. De même, toutes les tentatives similaires menées depuis les années 70 n'avaient jamais abouti à l'observation d'un signal non ambigu... jusqu'au fameux résultat de la collaboration LEPS, en juillet 2003 [42], publié presque simultanément avec un résultat de la collaboration CLAS [43] au Jefferson Laboratory à Newport News (USA).

Nos collègues de LEPS au Japon (pour mémoire, un des 3 dispositifs basés sur un faisceau Compton) ont été les premiers à essayer de vérifier la prédiction de théoriciens travaillant sur un modèle du type soliton chiral (χ SM) [47], modèle du nucléon que nous avons brièvement présenté dans le paragraphe afférent. Dans un article de 1997, Diakonov, Petrov et Polyakov avaient prédit l'existence d'un anti-décuplet de pentaquarks (fig. 15) dont les propriétés sont tout à fait inhabituelles. D'une part, ils sont de relativement faible masse (1-2 GeV) car constitués de quarks uds alors que toutes les prédictions antérieures incluaient au moins un quark lourd c et d'autre part, caractéristique véritablement *extraordinaire*, leur largeur est de l'ordre de 10 MeV alors que tous peuvent décroître par interaction forte.

Parmi ces 10 états, certains présentent un intérêt particulier car ayant des nombres quantiques *exotiques*, c'est-à-dire impliquant une configuration minimale à cinq quarks. Le Θ^+ , état de base de l'anti-décuplet, de charge et d'étrangeté +1, en est un exemple avec une configuration minimale en quarks $uudd\bar{s}$. Les deux autres extrémités du triangle, d'étrangeté -2, correspondent aussi à des baryons exotiques (respectivement $ddss\bar{u}$ pour le Ξ^{--} et $uuss\bar{d}$ pour le Ξ^+). Observer des objets avec de tels nombres quantiques garantirait leur statut de pentaquark. À l'inverse, tous les autres membres de l'anti-décuplet sont compatibles avec un assemblage de 3 quarks.

Nakano et son équipe ont les premiers recherché un signal du Θ^+ en analysant des données déjà enregistrées et dont l'objectif initial était la mesure des états finaux contenant une paire K^+K^- afin d'étudier la photoproduction du méson Φ ⁵. Ils ont ainsi pu étudier le canal $\gamma n \rightarrow K^- \Theta^+ \rightarrow K^- K^+ n$, suggéré par Diakonov *et al.* comme parti-

⁵ $\Phi \rightarrow K^+ K^-$, BR \approx 49%

culièrement propice à la manifestation de cet état. À leur grande surprise, quelles que soient la procédure et les coupures d'analyse utilisées, le spectre de masse manquante calculée à partir du K^- s'obstinait à montrer un excès d'événements pour une masse de ~ 1540 MeV (fig. 16). Devant l'“énormité” de cette découverte mais aussi la très faible statistique du signal, Nakano et son équipe ont attendu prudemment que ce résultat soit confirmé par d'autres expériences avant de le publier. Ces confirmations sont arrivées en rafale à l'été 2003 avec la publication de plusieurs résultats positifs sur le Θ^+ dont celui de CLAS à JLab [43], de l'expérience DIANA à l'ITEP de Moscou [45] et de SAPHIR-ELSA à Bonn [44]. Tous ces résultats étaient en parfait accord entre eux et conformes aux prédictions du modèle, trouvant une masse du Θ^+ de 1540 MeV (1530 pour le modèle) et une largeur très étroite ($\lesssim 30$ MeV), inférieure aux résolutions des différents appareillages. Peu de temps après, la collaboration NA49 du CERN publiait un article décrivant l'observation du Ξ^{--} [46], très près de la masse attendue. Malgré un scepticisme certain, cette avalanche de résultats positifs et concordants tendait à prouver qu'une nouvelle ère de la physique hadronique était en train de s'ouvrir.

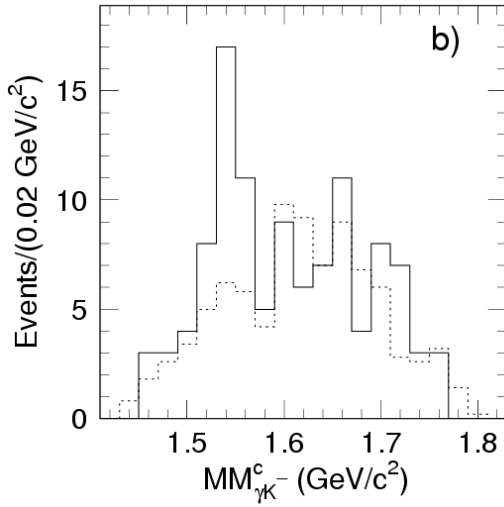


FIG. 16 – Spectre de masse manquante de l'expérience LEPS [42] calculée à partir du K^- pour la réaction $\gamma n \rightarrow K^- \Theta^+ \rightarrow K^- K^+ n$. L'histogramme en trait pointillé représente le bruit de fond obtenu à partir d'une cible de protons.

Ainsi, même en cumulant toutes les données acquises sur plusieurs années, la statistique totale après analyse reste trop limitée. Faute d'un nombre suffisant d'événements – y compris de bruit de fond – nous n'avons pu tirer aucune conclusion publiable (pour ou contre) quant à l'observation du pentaquark Θ^+ .

3.3.2 Structure résonante dans la réaction $\gamma n \rightarrow \eta n$

Si notre recherche du Θ^+ n'a pas été très fructueuse, nous (la collaboration GRAAL) avons été les premiers à partir à la chasse au pentaquark non étrange, $N(1710)$, identifié à la résonance baryonique $P_{11}(1710)$ dans la version originale du modèle de Diakonov *et al.*. Suite à l'article de LEPS, Polyakov et Rathke avaient réexaminé le couplage de cet

Et GRAAL dans tout ça ? Il nous est évidemment apparu incontournable d'explorer cette nouvelle voie et d'y apporter notre contribution. Pendant un an et demi, nous avons donc interrompu nos analyses “classiques” pour nous concentrer sur la recherche de pentaquarks dans nos données. La production directe du Θ^+ via les réactions utilisées pour les résultats publiés ($\gamma p \rightarrow K^0 \Theta^+$ et $\gamma n \rightarrow K^- \Theta^+$) étant inaccessible à GRAAL en raison d'un seuil trop élevé (~ 1700 MeV), nous avons entrepris d'étudier la voie $\gamma d \rightarrow \Lambda \Theta^+$. Cette réaction, grâce à un seuil d'environ 1 GeV, est cinématiquement accessible à GRAAL et, le cas échéant, aurait permis un accès direct à la parité du Θ^+ .

En combinant les décroissances du Λ et du Θ^+ , plusieurs états finaux sont possibles. Nous nous sommes concentrés sur l'état final $\pi^0 n K^+ n$ pour lequel nous avons pu utiliser l'expérience acquise sur la photoproduction d'étrangeté (cf. 3.4). Ce canal combine toutefois une petite section efficace à une très faible efficacité de détection.

état dans le cadre du modèle χSM [48] et avaient abouti à la prédiction d'un couplage préférentiel au *neutron*, particulièrement sensible dans le canal $\gamma n \rightarrow \eta n$.

Ayant déjà une grande expérience de l'analyse de la réaction jumelle $\gamma p \rightarrow \eta p$ et disposant d'un ensemble conséquent de données prises avec une cible de deutérium, nous avons pu développer une analyse de cette réaction dans des conditions optimales et aboutir rapidement aux toutes premières valeurs de section efficace [49]. La section efficace différentielle de la réaction $\gamma n \rightarrow \eta n$, intégrée sur le domaine $\theta_K^{CM} = 127 - 180^\circ$, est reportée sur la figure 17. La section efficace sur le proton, calculée dans les mêmes conditions mais renormalisée par un facteur 0,6 pour faciliter la comparaison, est tracée sur la même figure.

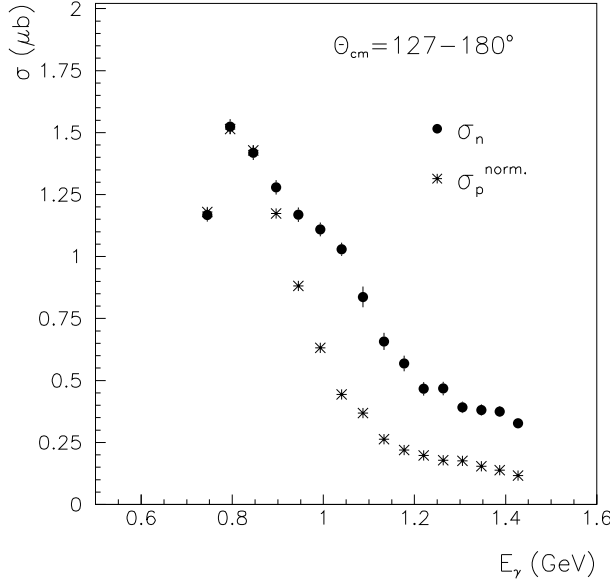


FIG. 17 – Section efficace de la réaction $\gamma n \rightarrow \eta n$ (cercles noirs) intégrée sur le domaine angulaire $127-180^\circ$. Pour comparaison, la section efficace renormalisée de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ (étoiles) est aussi présentée.

standard : $S_{11}(1650)$, $D_{13}(1700)$, $D_{15}(1675)$...sont des candidats potentiels pour expliquer cette structure.

Il n'en demeure pas moins que la structure de cette résonance semble inhabituelle comme en atteste le décrochement très brutal par rapport au proton. Les toutes premières analyses sont en cours et nous en saurons plus d'ici peu. Affaire à suivre...

3.3.3 Épilogue

Après un départ fulgurant suivi d'une période ascendante qui culmina avec un ensemble de 12 publications en faveur du Θ^+ , les premiers nuages sont assez rapidement apparus. En premier lieu, le bel accord initial sur la masse du Θ^+ s'est quelque peu délité, les estimations allant de 1527 à 1555 MeV suivant les expériences, chacune affichant des erreurs de 3 à 5 MeV. Puis, de nombreuses expériences de haute énergie, alliant grand angle solide et haute résolution, ont utilisé leur forte statistique en production de particules étranges pour rechercher cet état. Hormis deux résultats positifs, non confirmés ou

Du seuil à environ 900 MeV, les deux séries de points se superposent parfaitement, montrant que la résonance $S_{11}(1535)$ est aussi la contribution dominante sur le neutron près du seuil. Au-delà, une structure d'allure "résonante" est clairement visible sur le neutron à une énergie d'environ 1050 MeV ($W \approx 1700$ MeV), alors que la section efficace sur le proton est parfaitement lisse et décroît de façon monotone. Cette observation colle avec la prédiction de Poyakov et Rathke et suscite beaucoup d'intérêt. Toutefois, pour cet état non étrange, la seule signature de son caractère "exotique" serait une largeur exceptionnellement étroite pour une résonance baryonique, i.e. de l'ordre de 10 MeV. Cette mesure directe de la largeur nous est malheureusement impossible car le neutron est affecté d'un mouvement de Fermi qui élargit toutes les distributions, et que nous ne pouvons facilement corriger par manque de résolution.

De surcroît, de nombreuses résonances stan-

contredits par d'autres expériences, la plupart ont abouti à des non observations [50].

Récemment, les deux collaborations qui avaient été à l'origine de ce "tsunami" scientifique ont rendu publics les résultats de nouvelles expériences comportant une beaucoup plus forte statistique (ces résultats n'ont pas encore été publiés). CLAS infirme ses deux précédents résultats (sur le proton et le neutron), arguant une fluctuation statistique associée à une sous-estimation du bruit de fond pour expliquer leurs précédentes publications. Quant à l'expérience LEPS, elle persiste à voir un pic d'évènements à la masse de 1530 MeV, dont la statistique s'est maintenant accrue. Comment reconcilier ces deux résultats apparemment contradictoires ? Il ne reste qu'une seule échappatoire : un mécanisme de réaction qui ferait que le Θ^+ serait produit uniquement aux angles avant, zone couverte par le détecteur LEPS mais pas par CLAS.

Ce mécanisme, un peu "tiré par les cheveux", semble peu probable, mais le doute subsiste...

3.4 L'étrangeté à la rescousse

Le quatrième et dernier exemple que nous allons discuter est un sujet initié au tout début du projet GRAAL et pour lequel trois thèses ont été soutenues au sein de notre groupe [51, 52, 53]. Après une longue période de sommeil pour cause de manque de "personnel" et d'actualité brûlante (cf. paragraphe précédent), nous avons pu reprendre ce travail et aboutir très récemment à un ensemble de résultats sur des variables de polarisation des deux réactions $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ et $K^+ \Sigma^0$.

3.4.1 La photoproduction d'étrangeté

La charge d'étrangeté étant conservée par l'interaction électromagnétique, pour créer des particules "étranges" à partir d'un photon et d'un nucléon, il est nécessaire de produire au minimum une paire de quarks $s\bar{s}$. Les réactions de photoproduction d'étrangeté à basse énergie mènent donc à la production d'un kaon (K^\pm ou K^0) associé à un baryon étrange, appelé pour des raisons historiques *hypéron* (baryon lourd). Dans le domaine d'énergie couvert par l'expérience GRAAL, les réactions accessibles sont $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ (seuil ≈ 911 MeV) et $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ ou $K^0 \Sigma^+$ (seuil ≈ 1046 MeV). Pour des raisons de temps, nous n'avons analysé que les deux premières.

Ces réactions offrent un ensemble de perspectives attractives. Certaines des résonances "manquantes" (prédites par des modèles mais non observées) pourraient se coupler préférentiellement à ces canaux [54], expliquant de ce fait leur non observation dans les autres voies. Les hyperons Λ et Σ ont un isospin de 0 et 1 respectivement. Ainsi, seules les résonances N^* peuvent contribuer à la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$, diminuant sensiblement le nombre de contributions potentielles, et la mesure simultanée des deux réactions offre une possibilité d'étude comparée en fonction de l'isospin. Enfin, les particules Λ et Σ ($\Sigma \rightarrow \Lambda \gamma (100\%)$) sont dites *auto-analysantes* : on peut en effet accéder "facilement" à leur polarisation par la mesure de la distribution angulaire de leurs produits de décroissance⁶. Comme nous le verrons ci-après, cette propriété ouvre la porte à de nombreuses variables de polarisation.

Compte-tenu des faibles sections efficaces ($\sim 1 \mu b$), la base de données expérimentales correspondante était jusqu'à récemment très limitée, aussi bien par la qualité des résultats

⁶Mesurer la polarisation d'une particule stable nécessite l'utilisation d'un polarimètre basé sur une réaction secondaire à grand pouvoir d'analyse. Il s'agit en général d'une expérience en soi.

que par l'absence de variables de polarisation. Ainsi, seulement 5 résonances bien établies (3 et 4*) ont des couplages répertoriés, bien que mal connus, dans la voie $K\Lambda$, et aucune pour la voie $K\Sigma$ [6]. La situation expérimentale a commencé à évoluer il y a peu, avec la production de résultats de section efficace et de plusieurs variables de polarisation par les collaborations LEPS [55, 56], SPAHIR-ELSA [57] et CLAS [58, 59].

3.4.2 Décroissance du Λ et variables de polarisation

Pour une réaction de photoproduction sur le nucléon induite par un faisceau de photons polarisés *linéairement*, et dont l'état final est un méson pseudoscalaire associé à un baryon de spin 1/2, on peut montrer que les composantes du vecteur polarisation du baryon de recul ont l'expression générale suivante :

$$\mathbb{P}_{x'}^B = (\mathbf{P}_\gamma O_x \sin 2\varphi) / (1 - \mathbf{P}_\gamma \Sigma \cos 2\varphi) \quad (7)$$

$$\mathbb{P}_{y'}^B = (P - \mathbf{P}_\gamma T \cos 2\varphi) / (1 - \mathbf{P}_\gamma \Sigma \cos 2\varphi) \quad (8)$$

$$\mathbb{P}_{z'}^B = (\mathbf{P}_\gamma O_z \sin 2\varphi) / (1 - \mathbf{P}_\gamma \Sigma \cos 2\varphi) \quad (9)$$

où \mathbf{P}_γ est le degré de polarisation linéaire du faisceau, et φ l'angle entre le plan de réaction et la direction du champ électrique des photons. (x', y', z') est un repère d'axes définis par rapport à l'impulsion du Λ [52].

(P, T, Σ) sont des variables dites de *simple* polarisation car ne mettant en jeu la polarisation que d'une seule des trois particules de la réaction portant un spin : respectivement le baryon de recul pour P , le nucléon dans la cible pour T et le photon incident pour Σ . O_x et O_z sont des variables de *double* polarisation car, comme le montrent les expressions (7) et (9), elles nécessitent un faisceau polarisé linéairement ($\mathbf{P}_\gamma \neq 0$) et la mesure des composantes x' ou z' du vecteur polarisation du baryon de recul.

Hormis la variable Σ qui nous est familière, la mesure de $\vec{\mathbb{P}}^B$ nous offre sur un plateau quatre nouvelles variables :

- P : par des arguments de symétrie, on peut montrer que pour un faisceau non polarisé ($\mathbf{P}_\gamma=0$), la seule composante du baryon de recul qui puisse être non nulle est $\mathbb{P}_{y'}$, qui est perpendiculaire au plan de réaction. Les expériences SAPHIR-ELSA et CLAS, réalisées avec un faisceau non polarisé, ont ainsi pu accéder à cette variable.
- T : la mesure de T requiert en principe une cible de nucléons polarisés transversalement au faisceau. Toutes ces variables de polarisation ne sont cependant pas indépendantes les unes des autres, et l'expression (8) nous montre que l'on peut aussi accéder à T par la mesure de $\mathbb{P}_{y'}$, à condition que le faisceau soit polarisé linéairement.
- O_x et O_z : deux vraies variables de double polarisation encore jamais mesurées.

Pour arriver au but, il ne nous reste plus qu'à apprendre à mesurer la polarisation du baryon de recul. Pour les deux réactions qui nous intéressent $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ et $K^+ \Sigma^0 \rightarrow K^+ \Lambda \gamma$ (100%), cette polarisation a été obtenue par la mesure de la distribution angulaire des produits de la décroissance *faible* $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ (rapport d'embranchement $\sim 64\%$). On peut en effet montrer que la polarisation du Σ^0 , moyennée sur toutes les directions du Λ , est proportionnelle à celle du Λ de décroissance.

Dans le référentiel (x', y', z') du lambda, la distribution angulaire du proton est donnée par :

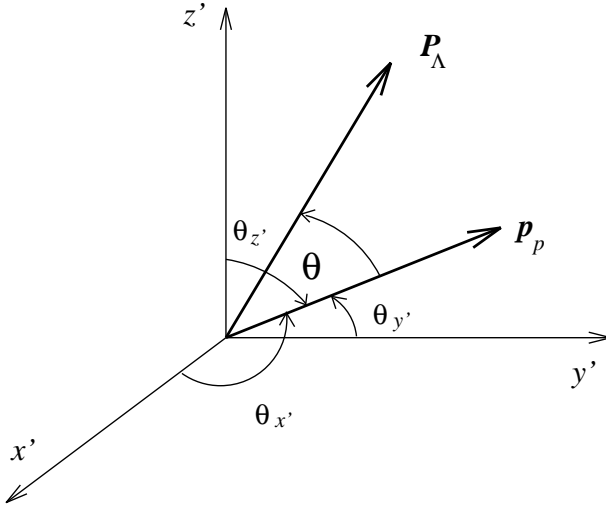


FIG. 18 – Définition des angles $\theta_{x'}$, $\theta_{y'}$ et $\theta_{z'}$ utilisés lors de la détermination de la polarisation du lambda. P_Λ est le vecteur polarisation du Λ et p_p l'impulsion du proton de décroissance.

Ces distributions sont en fait déformées par l'acceptance du détecteur et les spectres “bruts” sont parfois très éloignés de droites. Il faut alors soit corriger ces distributions en s'appuyant sur des simulations de l'appareillage soit développer des méthodes permettant de s'affranchir de ces distortions [52, 25].

$$\frac{dN_{proton}}{d \cos \theta_{x'}} = \frac{N_\Lambda^o}{2} (1 + \alpha \mathbb{P}_{x'}^\Lambda \cos \theta_{x'}) \quad (10)$$

$$\frac{dN_{proton}}{d \cos \theta_{y'}} = \frac{N_\Lambda^o}{2} (1 + \alpha \mathbb{P}_{y'}^\Lambda \cos \theta_{y'}) \quad (11)$$

$$\frac{dN_{proton}}{d \cos \theta_{z'}} = \frac{N_\Lambda^o}{2} (1 + \alpha \mathbb{P}_{z'}^\Lambda \cos \theta_{z'}) \quad (12)$$

où $\theta_{x'}$, $\theta_{y'}$ et $\theta_{z'}$ sont les angles entre l'impulsion du proton et respectivement les axes x' , y' et z' (fig. 18) ; N_Λ^o est le nombre de lambdas ayant donné une désintégration en proton et pion, et α un paramètre d'asymétrie qui a pour valeur 0.642 ± 0.013 [6].

La pente de ces trois distributions est ainsi directement proportionnelle aux trois composantes du vecteur polarisation. Si le principe de la mesure est simple, sa réalisation pratique est très délicate. Ces distributions

3.4.3 Une nouvelle résonance D_{13} ?

En cumulant l'ensemble des données acquises de 1998 à 2002, nous avons pu sélectionner un lot d'environ 150000 événements pour les réactions $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ et $K^+ \Sigma^0$, et extraire les deux variables de polarisation P et Σ , du seuil à 1500 MeV. Un article décrivant ces résultats est en cours de rédaction. Nous avons par ailleurs commencé à explorer l'extraction des deux variables de double polarisation O_x et O_z . La figure 19 montre une partie des mesures obtenues pour la variable P de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$, comparée aux mesures de l'expérience CLAS-JLab. Je n'ai pas résisté au plaisir de montrer aussi nos résultats pour la mesure de Σ (après une si longue attente, merci Annick!), comparables à personne car originaux (fig. 20). Le modèle de Bonn-PNPI (trait plein) [60], discuté ci-après, est également présenté sur les deux figures.

Par rapport aux résultats discutés dans les paragraphes précédents, pour lesquels le mécanisme de réaction était relativement simple, les deux cas considérés ici sont d'une tout autre difficulté. Aux déjà nombreux diagrammes de la figure 7, doivent en effet s'ajouter ceux correspondants à l'échange de résonances kaoniques et hyperoniques, apportant de nouveaux paramètres à ajuster. Par ailleurs, contrairement aux cas de la production des mésons π ou η près du seuil, la section efficace n'est pas dominée par une résonance particulière. Une analyse “avec les mains” telle que celle présentée pour le canal ηp est inenvisageable.

Grâce aux données précises produites par nos collègues de Bonn et JLab, du seuil

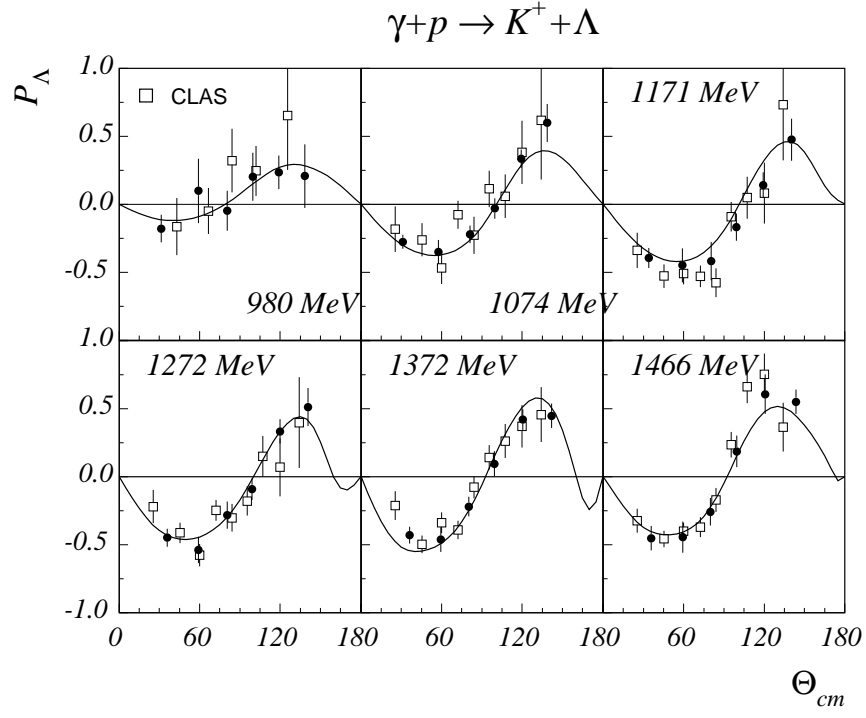


FIG. 19 – Distributions angulaires de la variable de polarisation P pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$, mesurées à 6 énergies du seuil (911 MeV) à 1500 MeV. Les résultats de GRAAL (cercles noirs) sont comparés à ceux de l'expérience CLAS-JLab (carrés blancs) [59]. La courbe en trait plein correspond au modèle de Bonn-PNPI discuté dans le texte.

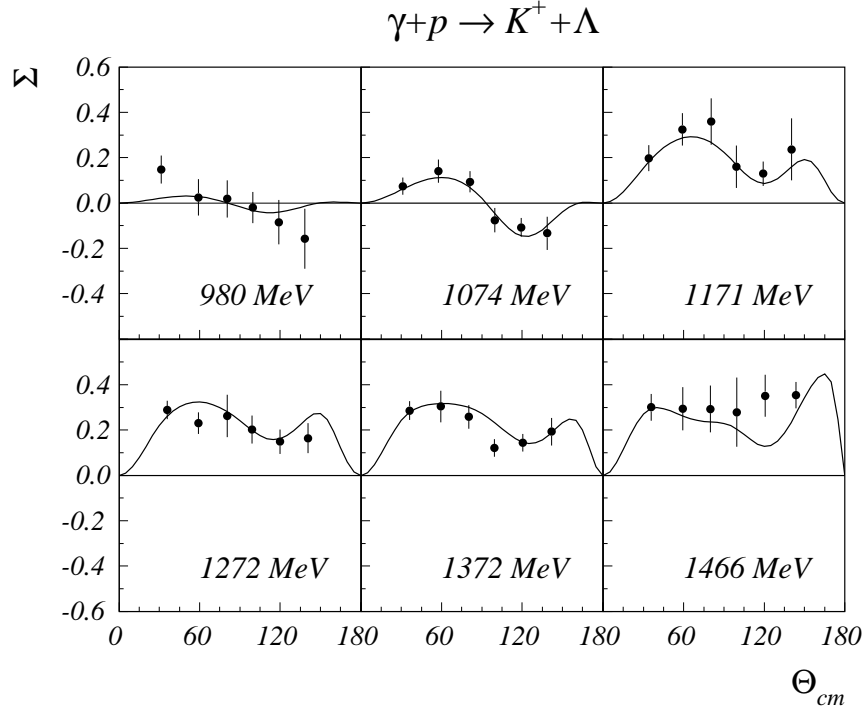


FIG. 20 – Distributions angulaires de la variable de polarisation Σ pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$, mesurées à 6 énergies du seuil (911 MeV) à 1500 MeV. La courbe en trait plein correspond au modèle de Bonn-PNPI discuté dans le texte.

jusqu'à plus de 2 GeV, et malgré un désaccord assez marqué entre les deux expériences⁷, plusieurs analyses ont été réalisées et publiées récemment [61, 60, 62].

Suggérée pour la première fois par Mart et Bennhold [63] pour interpréter d'anciennes données de SAPHIR, une nouvelle résonance D_{13} , d'une masse voisine de 1900 MeV, doit être également incorporée dans les trois analyses récentes. La première [61], basée sur un modèle isobarique, arrive toutefois à reproduire de façon satisfaisante l'ensemble des données (P et $d\sigma/d\Omega$) avec ou sans cette D_{13} et conclut à la nécessité de disposer de plus de données de polarisation. Les deux autres [60, 62], correspondant à des analyses en canaux couplés et incluant une base de données beaucoup plus large, ont des conclusions plus fortes quant à la nécessité d'inclure cette nouvelle résonance D_{13} .

Depuis quelques semaines, nos résultats (P et Σ) ont été communiqués aux différents groupes et les retours sont très encourageants. Nos mesures de Σ excluent la version *sans* D_{13} pour le groupe de Gent [61, 64]; pour les deux modèles en canaux couplés, malgré des bases de données déjà fournies, elles apportent des contraintes fortes impliquant des modifications substantielles sur les paramètres des résonances, tout en confortant le besoin d'introduire une nouvelle D_{13} . Pour le modèle de Julia-Diaz *et al.*, bien que l'analyse soit en cours et les résultats encore préliminaires, la tendance est de diminuer la masse des 3 nouvelles résonances ($S_{11}(1806)$, $P_{13}(1893)$, $D_{13}(1954)$) d'environ 100 MeV, rapprochant ainsi la valeur de la masse de la D_{13} des deux autres modèles [66]. Comme l'illustrent les figures 19 et 20, le modèle de Bonn-PNPI (trait plein) permet de reproduire de façon très satisfaisante l'ensemble de nos résultats ainsi que ceux de toutes les réactions considérées (états finaux πN , ηN , $K\Lambda$ et $K\Sigma$). Malgré un poids statistique faible dans la base de données globale, nos mesures d'asymétrie faisceau ont là encore un impact tout à fait significatif en permettant entre autre, une extraction plus précise de la partie résonante du multipole S_{11} près du seuil et de mieux contraindre la masse de la résonance D_{13} [60, 65].

Trois analyses récentes semblent donc converger vers une même conclusion quant à la nécessité d'introduire une nouvelle résonance dans le spectre des états excités du nucléon. Cette "unanimité" est une grande première car plusieurs autres nouvelles résonances ont été suggérées (comme une troisième S_{11} citée précédemment) mais aucune n'a fait pour le moment l'objet d'un tel faisceau d'indications convergentes. Il est certes trop tôt pour affirmer avoir enfin "découvert" au moins une résonance *manquante*, ce qui représenterait l'aboutissement d'une des principales motivations de ce domaine. Néanmoins, force est de constater que malgré la complexité de cette réaction et la diversité des approches théoriques, des tendances générales semblent émerger. En ce sens, ce résultat est plus qu'encourageant.

3.5 Et le reste ?

Comme je le signalais dans l'introduction de ce chapitre, n'ont été discutées qu'une partie de l'ensemble de mesures réalisées avec le dispositif GRAAL. Plusieurs articles ont en effet été publiés sur les canaux à un et deux pions : π^+n [20, 22], π^0p [24] et $\pi^0\pi^0p$ [23], présentant des résultats d'asymétrie faisceau et aussi de sections efficaces pour les deux derniers. Des valeurs préliminaires sur la réaction $\gamma p \rightarrow \omega p$ sont également disponibles.

⁷En fait, bien que la forme des sections efficaces différentielles obtenues à SAPHIR et CLAS soit comparable, on observe un désaccord significatif sur les valeurs, ce qui se traduit par une grande disparité sur la section efficace totale.

Ces mesures de haute précision, bien que n'ayant pas eu un impact aussi direct que celles présentées ci-dessus, viennent compléter et enrichir la base mondiale de données et sont incluses dans les analyses en canaux couplés. Correspondant à des canaux de fortes sections efficaces, ces résultats participent à une meilleure définition des couplages prépondérants des résonances de la région 500-1500 MeV.

4 Projet de recherche :

La mesure du moment électrique dipolaire du neutron

J’ai commencé depuis trois ans à m’engager sur un nouvel axe de recherche avec la mesure du moment électrique dipolaire du neutron nEDM (neutron Electric Dipole Moment). Bien qu’ayant en commun le même objet d’étude que mes travaux antérieurs, cette activité diffère de la spectroscopie du nucléon tant sur le plan des motivations physiques que sur celui des techniques expérimentales mises en jeu.

Cette expérience est en effet basée sur des neutrons de très basse énergie (~ 100 neV), appelés neutrons *ultra-froids* ou UCN (Ultra Cold Neutron), neutrons qui ont la propriété remarquable de pouvoir être stockés dans des récipients pendant des centaines de secondes. Cette caractéristique donne le temps de les observer sous toutes les coutures et a permis en particulier d’aboutir à la mesure la plus précise de la durée de vie du neutron $\tau_n = 885,7 \pm 0,8$ s [6].

4.1 nEDM et la violation de CP

Au début des années 50, il était communément admis que l’invariance des lois de la physique sous l’opération parité était une propriété universelle et “naturelle”, vraie quelle que soit le type d’interaction. Avec une intuition remarquable, Purcell et Ramsey [67] soulignèrent cependant la nécessité de vérifier *expérimentalement* cette conjecture et proposèrent pour cela de mesurer le moment dipolaire électrique du neutron. Toute valeur non nulle de cette quantité pour une particule élémentaire : neutron, électron, muon... implique en effet une violation de P ; elle suppose aussi une brisure de la symétrie par renversement du temps T. L’expérience réalisée par la suite donna une limite supérieure de 5×10^{-20} e.cm [68], compatible avec 0, et donc en accord avec le paradigme de l’époque ⁸. Cette limite fut citée par Lee et Yang comme exemple de la vérification de la conservation de la parité à une très grande sensibilité dans les interactions électromagnétique et forte. Ils suggérèrent en revanche que la parité fut violée dans l’interaction faible, prédiction rapidement confirmée expérimentalement par l’équipe de Mme Wu au Brookhaven National Laboratory.

Cinquante ans après la première mesure de Ramsey, le moment électrique dipolaire du neutron est toujours compatible avec 0 mais, grâce à un effort expérimental continu, la limite supérieure a été diminuée de 6 ordres de grandeur, pour atteindre la valeur actuelle :

$$|d_n| < 6,3 \times 10^{-26} \text{ e.cm (90 \% CL)}, \quad (13)$$

qui provient d’une expérience réalisée à l’Institut Laue Langevin (ILL) à Grenoble [69].

La violation de la parité étant maintenant une propriété usuelle et bien connue de l’interaction faible, la motivation initiale de cette mesure s’est réorientée vers l’étude de la brisure d’une autre des grandes symétries fondamentales de la Nature, le renversement du temps T. Bien que troublante, la brisure de T, équivalente à celle de CP suivant le théorème CPT, a été observée expérimentalement dès les années 60 dans les décroissances des mésons neutres K^0 et plus récemment dans celle des mésons B. Dans le cadre du modèle standard de la physique des particules (MS), cette violation s’interprète par l’introduction d’une phase, nommée δ , dans la matrice de mélange des quarks (matrice CKM).

⁸Purcell et Ramsey ne publièrent d’ailleurs ce résultat qu’après l’observation de la violation de P dans les désintégrations β par l’équipe de Mme Wu en 1957.

Quid de nEDM dans le cadre du modèle standard ? Du fait qu'il n'existe qu'une seule phase, le moment dipolaire électrique est nul au premier et au deuxième ordre du calcul des perturbations. On aboutit ainsi à une valeur *non nulle* mais extrêmement faible $d_n \sim 10^{-32}$ e cm, et donc en accord avec la limite actuelle (fig. 21).

Pourquoi diable alors s'évertuer à diminuer la limite supérieure sur d_n ? Si dans les années 50, peu de physiciens étaient enclins à abandonner l'invariance des lois par réflexion dans un miroir, à l'heure actuelle, beaucoup pensent que d'autres mécanismes violant CP doivent exister. Leurs arguments sont de deux natures. Le premier est cosmologique et découle d'un célèbre article de Sakharov [70] publié en 1967. Pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière (aussi appelée asymétrie baryonique) de notre Univers, il avait démontré la nécessité de remplir trois conditions, l'une d'entre elles étant l'existence d'un mécanisme violant CP. Or, en utilisant le seul mécanisme connu, i.e. la phase δ du modèle standard, on aboutit à une asymétrie de $\sim 10^{-18}$, très inférieure à celle estimée à partir du rapport du nombre de baryons sur celui de photons $n_B/n_\gamma = 6 \times 10^{-10}$. Pour expliquer la disparition de l'antimatière, il faut donc, entre autre, trouver un nouveau mécanisme de brisure de CP ou de manière équivalente de T. Le deuxième argument provient des tentatives d'extension du modèle standard, dont presque tout le monde semble vouloir la peau ces temps-ci. Les nombreuses pistes proposées (supersymétrie, modèles gauche-droit...) pour étendre le modèle actuel, que d'aucuns n'hésiteraient pas à qualifier d'abracadabrantiques, aboutissent toutes à de nouveaux mécanismes de violation de CP. Ainsi, comme le montre la figure 21, le moment électrique dipolaire du neutron calculé dans le cadre de ces modèles aurait tendance à s'envoler s'il n'était déjà fortement contraint par la limite actuelle. En diminuant de un à deux ordres de grandeur cette limite, le projet nEDM@PSI va donc explorer une zone à fort *potentiel de découverte* comme disent les physiciens des particules, une valeur non nulle de nEDM signant fort probablement une nouvelle physique, c'est-à-dire au-delà du modèle standard.

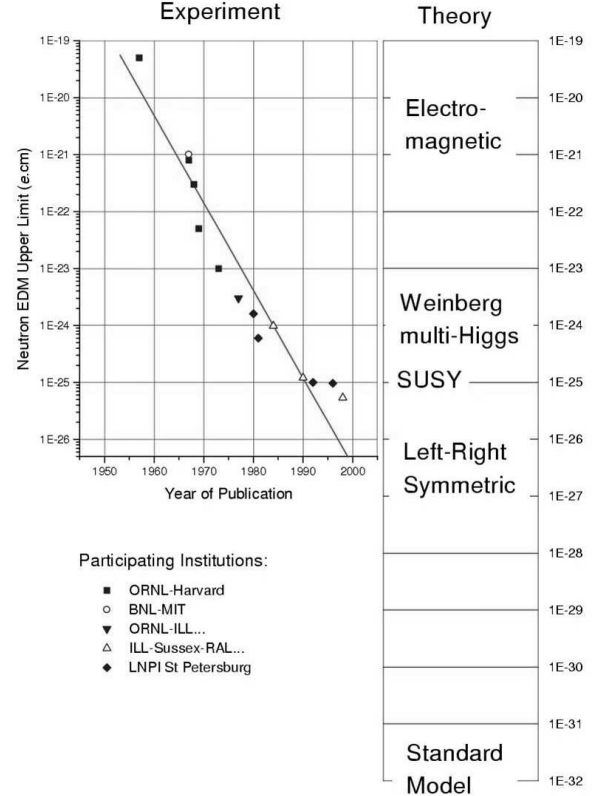


FIG. 21 – Évolution de la limite supérieure de l'EDM du neutron de 1957 à aujourd'hui (partie gauche de la figure) et prédictions de différents modèles dont le modèle standard et certaines de ses possibles extensions.

4.2 La méthode de Ramsey

La méthode utilisée pour mesurer le moment électrique dipolaire du neutron est toujours la même que celle proposée par Norman Ramsey il y a cinquante ans. La seule différence notable est que l'on est passé d'une mesure "en vol" avec des neutrons très froids à une mesure de stockage grâce au développement entre-temps des techniques per-

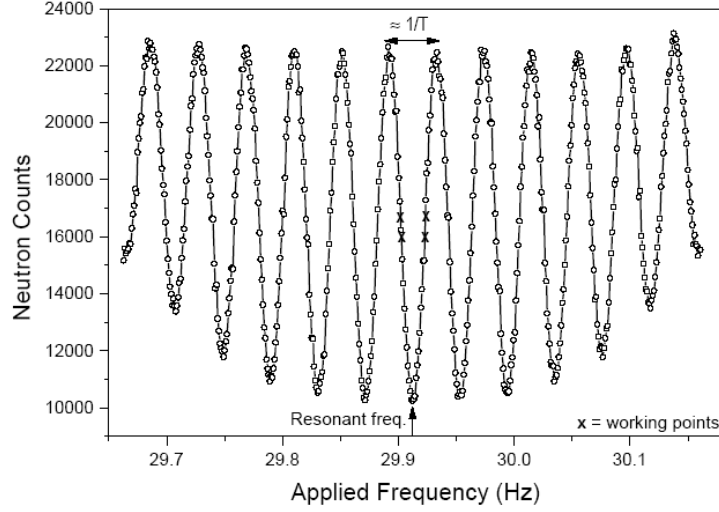


FIG. 22 – *Courbe de résonance de Ramsey. À la résonance, la fréquence du champ RF est égale à la fréquence de Larmor des neutrons.*

mettant de produire des UCN. Cette méthode dite des *champs oscillants alternés* permet de mesurer la fréquence de précession de neutrons, confinés dans une région où coexistent des champs statiques magnétique et électrique, avec une précision inégalée. C’est cette même technique qui est mise en oeuvre dans les horloges atomiques, les champs étant dans ce cas les champs interatomiques.

Le principe de la mesure consiste à essayer de détecter une variation de la fréquence de précession des neutrons induite par le moment électrique dipolaire. En effet, en présence de champs magnétique et électrique parallèles, un neutron de moment dipolaire magnétique $\vec{\mu}_n$ et de moment dipolaire électrique \vec{d}_n a pour hamiltonien d’interaction :

$$\hat{H} = -\vec{\mu}_n \cdot \vec{B} - \vec{d}_n \cdot \vec{E} \quad (14)$$

Suivant l’orientation relative des champs magnétique et électrique (parallèle ou anti-parallèle), l’espacement Zeeman entre niveaux est donc légèrement modifié par le couplage $\vec{d}_n \cdot \vec{E}$ et a pour valeurs :

$$h\nu_L = 2\mu_n B \pm 2d_n E \quad (15)$$

h étant la constante de Planck et ν_L la fréquence de Larmor, i.e. la fréquence de précession des neutrons. La différence de fréquence entre ces deux configurations est ainsi directement *proportionnelle* à d_n :

$$\Delta\nu = (\nu_{\uparrow\uparrow} - \nu_{\downarrow\uparrow}) = \frac{4\|\vec{E}\| \times \|\vec{d}_n\|}{h} \quad (16)$$

En pratique, on fait précesser des neutrons ultra-froids initialement polarisés “up” dans une enceinte où règnent un champ magnétique faible ($\sim 1 \mu\text{T}$) et un champ électrique le plus élevé possible ($\sim 15 \text{ kV.cm}^{-1}$). Un temps de précession libre T d’environ 100 s est encadré par deux impulsions RF, chacune permettant de faire basculer le spin des neutrons de $\pi/2$. En mesurant après la deuxième impulsion le nombre de neutrons ayant leur spin “up” en fonction de la fréquence du champ RF appliqué, on peut reconstruire la courbe de résonance de Ramsey (fig.22). Lorsque la fréquence du champ est égale à la fréquence de Larmor, on se trouve à *la résonance* et tous les neutrons finissent spin “down”. En

fait, comme le montre la figure 22, on observe expérimentalement un minimum différent de 0 à la résonance car la polarisation initiale des neutrons n'est jamais de 100%. La détermination des fréquences $\nu \uparrow\uparrow$ et $\nu \downarrow\uparrow$ s'obtient alors en ajustant une courbe sur la frange centrale de la courbe de résonance.

L'erreur statistique σ_{d_n} sur le moment électrique dipolaire ainsi obtenu est donnée par :

$$\sigma_{d_n} = \frac{h}{4\pi\alpha T \|\vec{E}\| \sqrt{N}} \quad (17)$$

où α , appelé visibilité de la frange centrale, est relié à la polarisation des neutrons, T est le temps de précession libre, $\|\vec{E}\|$ est l'amplitude du champ électrique et N le nombre de neutrons détectés. C'est cette erreur d'origine *statistique* qui à l'heure actuelle domine l'erreur *systématique* et qui limite donc la précision de la mesure la plus récente. Pour la diminuer de manière sensible, il faut impérativement augmenter le nombre de neutrons N .

4.3 Le projet nEDM@PSI

Le projet nEDM@PSI auquel je participe se déroulera au Paul Scherrer Institut près de Zurich, où une nouvelle source d'UCN est en cours de construction. La densité d'UCN de cette source qui deviendra opérationnelle à partir de 2008, devrait dépasser 1000 UCN/cm³, soit un gain d'un facteur ~ 50 par rapport à celle actuellement disponible à l'ILL.

L'objectif de cet ambitieux projet est de diminuer de un à deux ordres de grandeur la limite sur le moment dipolaire électrique établie par la collaboration RAL-Sussex à l'ILL à Grenoble ($d_n \leq 6,3 \times 10^{-26}$ e.cm). L'utilisation de la nouvelle source de neutrons de PSI garantit une diminution de l'erreur statistique. Tout l'enjeu sera de diminuer l'erreur systématique au même niveau.

Depuis un an je suis fortement impliqué dans un programme de R&D à l'ILL qui vise à tester les différents éléments d'un futur spectromètre. Une nouvelle aventure commence...rendez-vous en 2010 !

5 Bilan

J’ai présenté dans ce mémoire un ensemble de résultats expérimentaux consacrés à l’étude de la spectroscopie du nucléon. Ces résultats ont été obtenus pour l’essentiel avec le dispositif GRAAL, installé auprès de l’ESRF à Grenoble, et auquel j’ai consacré le meilleur de moi-même depuis plus de dix ans. Des mesures de haute précision de section efficace et d’asymétrie faisceau Σ ont été obtenues pour de nombreuses réactions de photoproduction de mésons sur le proton et les premiers résultats sur le neutron sont en cours de publication. Pour la plupart de ces canaux, la mesure de Σ est originale et demeure unique à ce jour. Cette variable restera comme la contribution marquante de GRAAL.

L’effort expérimental considérable entrepris depuis une dizaine d’années par notre communauté commence à porter ses fruits et la base de données des réactions de photoproduction de mésons s’est considérablement enrichie. L’extraction des paramètres des résonances est ainsi de plus en plus contrainte et, comme je l’ai montré à travers un certain nombre d’exemples, des informations précises sur certaines résonances-clé ont pu être extraites et des indications sur la nécessité d’enrichir le spectre du nucléon commencent à avoir des bases solides. Sont-ce les prémices d’un profond renouvellement de nos connaissances sur le spectre des états excités du nucléon ? Et partant, de notre compréhension de cette satanée interaction forte ? C’est ce que je souhaite de tout coeur mais – désolé de décevoir le lecteur curieux – il faudra patienter encore quelques années pour le savoir.

Ce voyage au pays des résonances du nucléon s’achève. À la question, “Comprend-on désormais mieux la structure interne du nucléon ?”, difficile de répondre par un oui franc et massif. En tant que chercheur, je ressens néanmoins une profonde satisfaction du travail accompli car nous avons fait un pas, certes modeste, mais un pas quand même dans l’amélioration de nos connaissances de cet objet *paradoxal*, si simple et si complexe à la fois, qu’est le nucléon. Pour conclure, je laisserai la parole à Étienne Klein qui exprime dans son livre sur les paradoxes en physique [71] un point de vue sur la science que mon expérience me permet d’apprécier à sa juste mesure : “Croire en [la science], c’est penser que la vérité, même si elle est inaccessible, est au bout de l’asymptote et que tout progrès de la connaissance en rapproche.” (À méditer par les futurs et nombreux étudiants que j’espère encadrer, impatients de faire une découverte majeure...)

Références

- [1] *Models of the nucleon. From quarks to soliton*, R. Bhaduri, Addison-Wesley Publishing Company (1988)
- [2] *The structure of the nucleon*, A. Thomas et W. Weise, Wiley-VCH (2001)
- [3] *The experimental foundations of Particle Physics*, R. Cahn et G. Goldhaber, Cambridge Univ. Press (1989)
- [4] S. Bethke, exposé à la conférence “High-energy international conference in quantum chromodynamics”, Montpellier 2002 (hep-ex/0211012)
- [5] D. Leinweber *et al.*, Phys. Rev. D **61**, 074502 (2000).
- [6] S. Eidelman *et al.*, Physics Letters B **592**, 1 (2004).
- [7] R. Arndt, I. Strakovsky, R. Workman, Phys. Rev. C **53**, 430 (1996); <http://gw-dac.phys.gwu.edu>.
- [8] Un exemple est le modèle MAID; <http://www.kph.uni-mainz.de/MAID2000>.
- [9] G.-Y. Chen, S. Kamalov, S.N. Yang, D. Drechsel et L. Tiator, Nucl. Phys. A **723**, 447 (2003).
- [10] A. Anisovich, E. Klempt, A. Sarantsev, U. Thoma, Eur. Phys. J. A **24**, 111 (2005).
- [11] B. Juliá-Díaz, B. Saghai, F. Tabakin, W.T. Chiang, T.-S.H. Lee et Z. Li, Nucl. Phys. A **755**, 463 (2005).
- [12] Z. Li et B. Saghai, Eur. Phys. J. A **11**, 217 (2001).
- [13] P. Levi Sandri *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A **370**, 396 (1996).
- [14] M. Castoldi *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A **403**, 22 (1998).
- [15] F. Ghio *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A **404**, 71 (1998).
- [16] V. Kouznetsov *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A **487**, 396 (2002).
- [17] D. Barancourt *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A **388**, 226 (1997).
- [18] F.R. Arutyunian *et al.*, Teor. Fiz. **45**, 312 (1963).
- [19] J. Ajaka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1797 (1998).
- [20] J. Ajaka *et al.*, Phys. Lett. B **475**, 372 (2000).
- [21] F. Renard *et al.*, Phys. Lett. B **528**, 215 (2002).
- [22] O. Bartalini *et al.*, Phys. Lett. B **544**, 113 (2002).
- [23] Y. Assafiri *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 222001 (2003).
- [24] O. Bartalini *et al.*, Eur. Phys. J. A **26**, 399 (2005).
- [25] A. Lleres *et al.*, article sur les résultats en photoproduction d'étrangeté (en cours de rédaction).
- [26] A. Fantini *et al.*, article sur les résultats de la réaction $\gamma n \rightarrow \eta n$ (en cours de rédaction).
- [27] G. Blanpied *et al.*, Phys. Rev. Letters **79**, 4337 (1997).
- [28] G. Blanpied *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 025203 (2001).
- [29] R. Beck, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 606 (1997).
- [30] B. Krusche *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3736 (1995).

- [31] F. Renard, thèse de l'Université J. Fourier-Grenoble 1 (1999).
- [32] L. Tiator, D. Drechsel, G. Knöchlein et C. Bennhold, Phys. Rev. C **60**, 035210 (1999).
- [33] N. Mukhopadhyay et N. Mathur, Phys. Lett. B **444**, 7 (1998).
- [34] B. Saghai et Z. Li, Eur. Phys. J. A **11**, 217 (2001).
- [35] W.-T. Chiang, S. N. Yang, L. Tiator et D. Drechsel, Nucl. Phys. A **700**, 429 (2002).
- [36] A.V. Anisovich, A. Sarantsev, O. Bartholomy, E. Klempt, V.A. Nikonov, et U. Thoma, Eur. Phys. J. A **25**, 427 (2005).
- [37] Z. Li et R. Workman, Phys. Rev. C **53**, R549 (1996).
- [38] W.-T. Chiang, S. N. Yang, L. Tiator, M. Vanderhaegen et D. Drechsel, Phys. Rev. C **68**, 045202 (2003).
- [39] V. Tryasuchev, Eur. Phys. J. A **22**, 97 (2004).
- [40] C. Gignoux, B. Silvestre-Brac et J.M. Richard, Phys. Letters B **193**, 323 (1987).
- [41] F. Charignon, thèse de l'université J. Fourier-Grenoble 1 (1992).
- [42] T. Nakano *et al.* (Collaboration LEPS), Phys. Rev. Letters **91**, 012002 (2003).
- [43] S. Stepanyan *et al.* (Collaboration CLAS), Phys. Rev. Letters **91**, 252001 (2003).
- [44] J. Barth *et al.* (Collaboration SAPHIR), Phys. Letters B **572**, 127 (2003).
- [45] V.V. Barmin *et al.* (Collaboration DIANA), Phys. At. Nucl. **66**, 1715 (2003).
- [46] C. Alt *et al.* (Collaboration NA49), Phys. Rev. Letters **92**, 042003 (2004).
- [47] D. Diakonov, V. Petrov, et M. Polyakov, Z. Phys. **A359**, 305 (1997).
- [48] M. Polyakov et A. Rathke, Eur. Phys. Journal A **18**, 691 (2003).
- [49] D. Rebreyend *et al.* (Collaboration GRAAL), Actes de la conférence MENU04 (Pékin), Int. J. of Modern Physics A **20**, N^o 8-9(2005).
- [50] Pour une revue récente et très complète par l'un des premiers "découvreurs" du Θ^+ , voir l'exposé de V. Burkert à la conférence LEPTON-PHOTON 2005 (<http://lp2005.tsl.uu.se/lp2005/>, hep-ph/0510309).
- [51] T. Russev, thèse de l'Université J. Fourier-Grenoble 1 (1995).
- [52] P. Calvat, thèse de l'Université J. Fourier-Grenoble 1 (1997).
- [53] L. Nicoletti, thèse de l'Université J. Fourier-Grenoble 1 (2002).
- [54] S. Capstick et W. Roberts, Phys. Rev. D **58**, 074011 (1998).
- [55] R. Zegers *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 092001 (2003).
- [56] M. Sumihama *et al.*, arXiv :hep-ex/0512053 (2006).
- [57] K.-H. Glander *et al.*, Eur. Phys. J. A. **19**, 251 (2004).
- [58] J.W.C. McNabb *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 042201(R) (2004).
- [59] R. Bradford *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 035202 (2006).
- [60] A.V. Sarantsev *et al.*, Eur. Phys. J. A. **25**, 441 (2005).
- [61] D.G. Ireland, S. Janssen and J. Ryckebusch, Nucl. Phys. A **740**, 147 (2004).
- [62] B. Juliá-Díaz, B. Saghai, T.-S.H. Lee and F. Tabakin, arXiv.nucl-th/0601053 to be published in Phys. Rev. C (2006)
- [63] T. Mart et C. Bennhold, Phys. Rev. C **61**, 012201 (2000).

- [64] T. Corthals, communication privée.
- [65] B. Saghai, communication privée.
- [66] A.V. Sarantsev, communication privée.
- [67] E.M. Purcell and N.F. Ramsey, Phys. Rev **78** (1950) 807.
- [68] J.H. Smith, E.M. Purcell and N.F. Ramsey, Phys. Rev **108** (1957) 120.
- [69] P.G. Harris *et al*, Phys. Rev Lett. **82** (1999) 904.
- [70] A.D. Sakharov, JETP Lett. **5** (1967) 24.
- [71] *Conversations avec le Sphinx. Les paradoxes en physique*, E. Klein, Albin Michel (1991)